

Röntgenographische Untersuchungen über Eigenspannungen in plastisch gedehntem Eisen.

Von EUGEN KAPPLER und LUDWIG REIMER, Münster (Westf.).

(Aus dem Physikalischen Institut der Universität Münster (Westf.).)

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 27. Mai 1953).

Einleitung.

Die elastische Dehnung eines Metalles macht sich an der auftretenden Gitterkonstantenänderung in einer Verschiebung der DEBYE-SCHERRER-Linien einer Röntgenstrahltaufnahme bemerkbar. Bei Überschreiten der Streckgrenze tritt ferner eine erhebliche Linienverbreiterung auf. Sie ist auf Spannungsschwankungen von Korn zu Korn einerseits, auf inhomogene Spannungszustände innerhalb desselben Kornes und auf Teilchenzerkleinerung zurückzuführen. Diese Verbreiterung bleibt auch nach Entlasten der Probe bestehen. Man findet nach einer plastischen Verformung aber im allgemeinen auch noch geringe Linienverschiebungen. Dies bedeutet, daß der Mittelwert der Eigenspannungen der zu einem Röntgenreflex gehörenden Kristallite nicht gleich Null ist. Dafür gibt es zwei Gründe. Infolge Absorption der Röntgenstrahlung — jedenfalls bei dicken Proben — nicht der Probenquerschnitt, sondern nur eine relativ dünne oberflächenschicht erfaßt, was bei Vorliegen von Eigenspannungen erster Art, z. B. solchen die von außen nach innen systematisch variieren, zu einer Linienverschiebung führen muß. Aber auch bei einer homogenen Verteilung der Eigenspannungen I. Art kann eine Linienverschiebung auftreten, da zu einem Röntgenreflex nur Kristallite beitragen, die der Braggschen Reflexionsbedingung genügen. Es wird also bei gegebener Einstrahlrichtung und Wellenlänge nur ein Teil aller Kristallite erfaßt, für die im allgemeinen der Mittelwert der Eigenspannungen von Null verschieden sein wird, da sie zur ursprünglichen Dehnungsrichtung in bestimmter Weise orientiert sind. Bei Verwendung mehrerer Strahlungen, die von verschiedenen Netzebenen liefern, sind die Eigenspannungen entgegengesetzten Vorzeichens erfaßt worden — ein Ergebnis, das zu erwarten war, da der Mittelwert der Eigenspannungen über einen Probenquerschnitt verschwinden muß, wenn keine äußere Last mehr wirksam ist.

1. Bisherige Arbeiten.

Die GREENOUGHsche Theorie.

GREENOUGH [1, 2] führt die nach einer plastischen Verformung auftretenden Eigenspannungen auf die Orientierungsabhängigkeit der Streckgrenze der Kristalle zurück. Körner, die erst bei höheren Dehnungsgrenzen gleiten und daher eine höhere Spannung aufnehmen, werden nach der Entlastung die Körner mit niedrigerer Streckgrenze komprimieren, selbst wenn die Gegenkraft in Dehnung bleiben bis sich ein Gleichgewichtszustand ausgebildet hat. Sei σ_k die Spannung in einem Korn vor der Entlastung und σ_m die mittlere Spannung, die gleich der von außen

angelegten ist, so wirkt nach der Entlastung auf dieses Korn die Spannung $\sigma_k - \sigma_m$, und die relative Gitterkonstantenänderung senkrecht zur Lastrichtung beträgt nach der Spannungs-Dehnungsbeziehung

$$\frac{\Delta d}{d} = -\frac{\nu}{E} (\sigma_k - \sigma_m) \quad (1)$$

ν , E = Poissonsche Konstante bzw. E -Modul.

Der Ausdruck $\sigma_k - \sigma_m$ kann nicht einfach aus den Streckgrenzen der Einkristalle entnommen werden, sondern es muß die Kopplung der Kristallite im vielkristallinen Haufwerk berücksichtigt werden. Mit Hilfe von 3 Annahmen über den Mechanismus der plastischen Deformation, die auf TAYLOR zurückgehen, hat GREENOUGH diesen Ausdruck auf bekannte Kristalldaten zurückgeführt. 1. verformt sich nach TAYLOR ein einzelner Kristallit im vielkristallinen Haufwerk so wie die Gesamtprobe, eine Bedingung, die notwendig und hinreichend für den Zusammenhalt an den Korngrenzen ist. Eine solche Deformation ist in jedem Fall durch 5 von einander unabhängige Gleitsysteme zu erreichen. 2. ist die an dem gesamten Kristall geleistete Dehnungsarbeit $\sigma \cdot \epsilon$ gleich der Arbeit $\tau \cdot \Sigma s$, die die Scherungskräfte oder Schubspannungen τ längs des Weges der 5 Abgleitungen s leisten und 3. soll diejenige mögliche Gleitkombination aus 5 unabhängigen Gleitsystemen in Tätigkeit treten, deren Dehnungsarbeit ein Minimum darstellt. Mit Hilfe der letzten Annahme hat TAYLOR die Σs -Werte für die verschiedenen kristallographischen Richtungen berechnet. Es resultiert hiermit nach einigen Umformungen aus (1) der Ausdruck

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\nu}{E} \sigma_m \left\{ 1 - \frac{(\Sigma s)_{hkl}}{(\Sigma s)_m} \right\} \quad (2)$$

für die relative Gitterkonstantenänderung senkrecht zur Probenrichtung. $(\Sigma s)_{hkl}$ bedeutet hier den Mittelwert der (Σs) -Werte über die reflexionsfähigen Kristallite. Der Index hkl weist auf die MILLERSchen Indizes der reflektierenden Netzebenen hin. $(\Sigma s)_m$ ist der Mittelwert über sämtliche kristallographischen Richtungen.

Wie an dem Ausdruck unter der Klammer zu ersehen ist, kann bei Wahl einer anderen Antikathode und damit bei anderen reflektierenden Netzebenen dieser durchaus Werte verschiedenen Vorzeichens annehmen. GREENOUGH hat in seiner Untersuchung nur unter Senkrechteinfall des Röntgenstrahles (vgl. Abb. 1a) mit drei verschiedenen Eigenstrahlungen gearbeitet und nachweisen können, daß gemäß der Formel (2) die gemessenen Gitterkonstantenänderungen gegen den berechneten Ausdruck der Klammer aufgetragen eine Gerade ergeben, die annähernd durch den Nullpunkt geht.

II. Problemstellung.

Da man durch Neigung des Röntgenstrahles gegenüber der Probenrichtung ebenfalls Kristallite mit anderen Orientierungen zur Lastrichtung erfassen kann, wollten die Verf. versuchen, die GREENOUGHsche

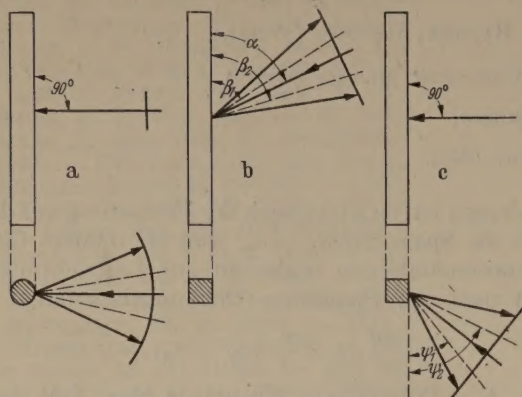
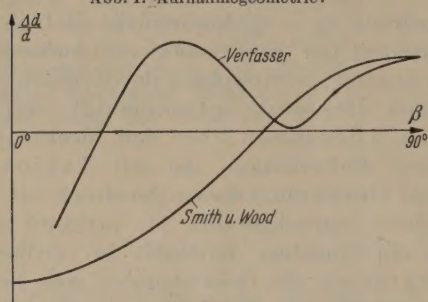
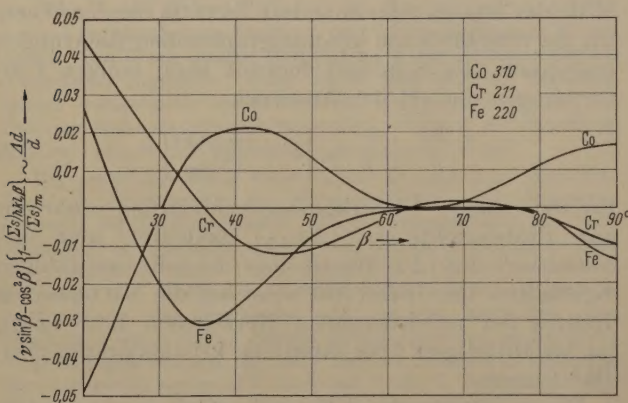


Abb. 1. Aufnahmegeometrie.

Abb. 2. Vergleich der gemessenen Gitterkonstantenänderungen in Abhängigkeit vom Winkel β der reflektierenden Netzebenen mit der Probenrichtung.

Theorie auch für schrägen Einfall des Röntgenstrahles zu prüfen (vgl. Abb. 1b). Eine Messung der Eigenspannungen unter schrägem Einfall lag bereits von SMITH und WOOD vor [3, 4]. Beim Versuch, diese Ergebnisse an einem reinen Eisen (weniger als 0,1% Verunreinigungen) zu reproduzieren, wurde ein vollkommen anderer Kurvenverlauf erhalten (Abb. 2).

Abb. 3. Verlauf der theoretisch zu erwartenden Eigenspannungen in Abhängigkeit vom Winkel β .

Ziel dieser Untersuchungen war daher, diese gemessenen Abweichungen mit Hilfe einer Erweiterung der GREENOUGHschen Theorie zu erklären. Da ferner für Eisen wie auch schon von anderen Autoren sehr hohe Eigenspannungen gefunden wurden, im Gegensatz zu den kub.-fl.-Metallen Cu, Ni, Al, deren Eigenspannungen die GREENOUGHsche Theorie auch quantitativ richtig wiedergibt, sollen die Ursachen dieser scheinbaren Sonderstellung näher untersucht werden.

III. Erweiterung der GREENOUGHschen Theorie

Für die Erweiterung auf schrägen Einfall rechnet man nicht den Einfallswinkel des Röntgenstrahles (in Abb. 1b mit α bezeichnet) sondern den Winkel des Lotes der reflektierenden Netzebenen mit der Probenrichtung. Bei beliebigem Winkel β des reflektierenden Lotes mit der Probenachse und damit ursprünglichen Beanspruchungsrichtung erweitert Formel (1) zu

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{1}{E} (\cos^2 \beta - \nu \sin^2 \beta) (\sigma_k - \sigma_m).$$

Die Umformung des Ausdruckes $(\sigma_k - \sigma_m)$ erfolgt ebenso wie bei (1) und (2), und die zu (2) analoge Formel lautet

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\sigma_m}{E} (\nu \sin^2 \beta - \cos^2 \beta) \left\{ 1 - \frac{(\Sigma s)_{hkl, \beta}}{(\Sigma s)_m} \right\}.$$

Der Index β deutet den weiteren Parameter an. Die numerische Auswertung dieser Formel erfolgt mit den von KOCHENDÖRFER [5] angegebenen Werten nach demselben Verfahren der Mittelwertbildung von GREENOUGH [2]. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in der Abb. 3 enthalten. Ihr ist zu entnehmen, daß für die Eigenstrahlungen Co-, Cr-Fe-K α genügend charakteristische Unterschiede vorhanden sind, um die GREENOUGHsche Theorie zu prüfen.

Es sei darauf hingewiesen, daß unter einem Winkel von $\beta = 63^\circ$ sämtliche Dehnungen durch Null gehen, weil hier mit $\nu = 0,27$ der erste Klammerausdruck in (4) verschwindet.

IV. Experimentelle Durchführung.

Für die Messungen wurde eine offene Seemaß Röntgenröhre mit auswechselbaren Antikathoden verwendet. Die Rückstrahlinterferenzen wurden doppelseitig begossenen Neotest-Röntgenfilm (Schlumberger) mit einer Planfilmkassette aufgenommen. Bei schrägem Einfall ergibt sich der Strahlenverlauf in Abb. 1b. Mit einer Aufnahme kann man auf diese Weise 2 Meßwerte der gesuchten Winkelabhängigkeit erhalten, nämlich einen, der zu einem Winkel β_1 des reflektierenden Lotes mit der Probenrichtung gehört, und einen weiteren mit $\beta_2 = 90^\circ - \beta_1$. Die gewünschte Neigung des Röntgenstrahles gegen die Probenrichtung wurde mit Schwenklagen der Röhre eingestellt. Da einmal die Linienverschiebung für diese beiden Meßrichtungen verschiedene Größen haben und ferner für eine genaue Messung der Linienverschiebung der Probe-Film sehr genau bekannt sein muß, wurde bei den Messungen ein geeigneter Eichstoff verwendet.

Gemessen wurde in jedem Falle der Abstand a des Interferenzringes (Maximum der Schwärzung) vom K α_1 -Maximum des Eichstoffes. Die Auswertung erfolgte wegen der starken Verbreiterung der Linien photometrisch. Die Aufnahmedaten der Röhre waren 40 kV und 20 mA. Die angestrahlte Probenoberfläche betrug 4 mm², die Belichtungszeit bei Co-Strahlung 45 min, bei Cr-Strahlung 60 min und bei Fe-Strahlung 120 min. Hinzu kommt jeweils die gleiche Zeit für den Eichstoff, da dieser bei den Schrägaufnahmen nicht tragfähig aufgetragen wurde, um nicht wegen der stärkeren Absorption bei Schrägeinfall mit immer tieferen Schichten arbeiten zu müssen.

Die untersuchten Proben waren reines Eisen mit ger als 0,1% Verunreinigungen. Das als Walzgut egende Material wurde nach der Bearbeitung täben mit quadratischem Querschnitt ($9 \times 9 \text{ mm}^2$) h Erhitzen im Vakuum 30 min über den A_3 -t gebracht und in Wasser abgeschreckt. Es folgte zweistündige Glühung bei 650°C zur Befreiung Spannungen mit anschließender langsamer Abung im Ofen. Der mittlere Korndurchmesser ig $50\text{--}60 \mu$. Damit wurden unter den herrschen-Aufnahmebedingungen genügend viele Kristallite t, um die Mittelwertbildung nach Formel (4) experimentell mit hinreichender Genauigkeit zu ehnen.

Die für die Schrägaufnahmen verwandten Stäbe en eine Streckgrenze von 14 kg/mm^2 . Sie wurden plastisch gereckt, wobei eine Verfestigung von g/mm^2 erreicht wurde. Die Messungen erfolgten Monate nach der Beanspruchung. Messungen h nach der Verformung ließen keine Änderung in Eigenspannungen erkennen.

V. Meßergebnisse.

. Linienverschiebungen als Funktion des Einfallswinkels.

n Abb. 4, 5 und 6 sind die experimentell erten Linienverschiebungen bezogen auf einen stoffringdurchmesser von 50 mm aufgetragen. gestrichelten Linien geben die Lage des Gitterantennullwertes an. Da die Linien sehr stark reitert waren, wurde hierdurch eine Verschiebung $K\alpha_1$ -Maximum zum schwächeren $K\alpha_2$ -Reflex etäuscht. Zur Ermittlung des Gitterkonstantenwertes wurde ein vom NEERFELD [6] vorgeschla-Korrekturverfahren angewandt. Die auschneten Kurven der Abb. 4, 5 und 6 sind die nach erechneten theoretischen Kurven der Abb. 3. Sie so eingezeichnet, daß 1. der Wert für $\beta = 63^\circ$, nach der Theorie null ist, mit dem Gitterkonstantnullwert zusammenfällt, 2. die Bedingung

$$\Delta a = \frac{2 R \operatorname{tg} \Theta}{\cos^2(\pi - 2\Theta)} \frac{\Delta d}{d}$$

die verschiedenen Glanzwinkel Θ der einzelnen exe in jedem Punkt erfüllt ist, d. h. jede Kurve mit einem von der benutzten Strahlung abigen Faktor multipliziert, und 3. durch Multiation mit einem allen Kurven gemeinsamen Faktor Meßwerte am besten angenähert werden. Dieser or betrug etwa 7 bis 8. Daraus folgt, daß die essenen Eigenspannungen um diesen Faktor grö-sind, als nach der GREENOUGHschen Theorie zu rten wäre. Derartig hohe Eigenspannungen sind anderen Autoren bereits an Eisen mehrfach ge-gen worden.

ur Erklärung dieser Diskrepanz muß auf eine tungsmöglichkeit eingegangen werden, die von ENMEYER und GLOCKER diskutiert wird [7]. Diese ren schließen aus ihren Messungen, daß die Ober-e zuerst fließt und daß der Fließvorgang in einer em dünnen Oberflächenschicht von etwa $1/100 \text{ mm}$ etzt. Diese Ergebnisse wurden von HASENMEYER GLOCKER aus dem verschiedenen Eindringungs-ögen der Co- und Cr-Strahlung geschlossen. trahlung dringt bei Senkrechteinfall etwa $2/100 \text{ mm}$ Cr-Strahlung etwa $1/100 \text{ mm}$ tief in die Probe ein.

Durch Schrägeinfall werden diese Zahlen verkleinert und die Durchrechnung ergibt, daß dann die Co-Messungen gerade an die Cr-Messungen anschließen. Was in jedem Falle gemessen wird, ist eine integrale Gitterkonstantenänderung aller durchstrahlten Schichten. Eine Durchrechnung der differentiellen Kurve mit den Meßwerten der Abb. 4 und 5 ergab sehr hohe Eigenspannungen, die durch die von außen angelegte Last nicht zu realisieren sind.

Um diese Ursache experimentell auszuschließen und neue Aussagen über die untersuchten Eigenspannungen zu erhalten, wurden Messungen senkrecht zur Probenrichtung ($\beta = 90^\circ$), aber geneigt gegenüber der Probenoberfläche durchgeführt (vgl. Abb. 1c).

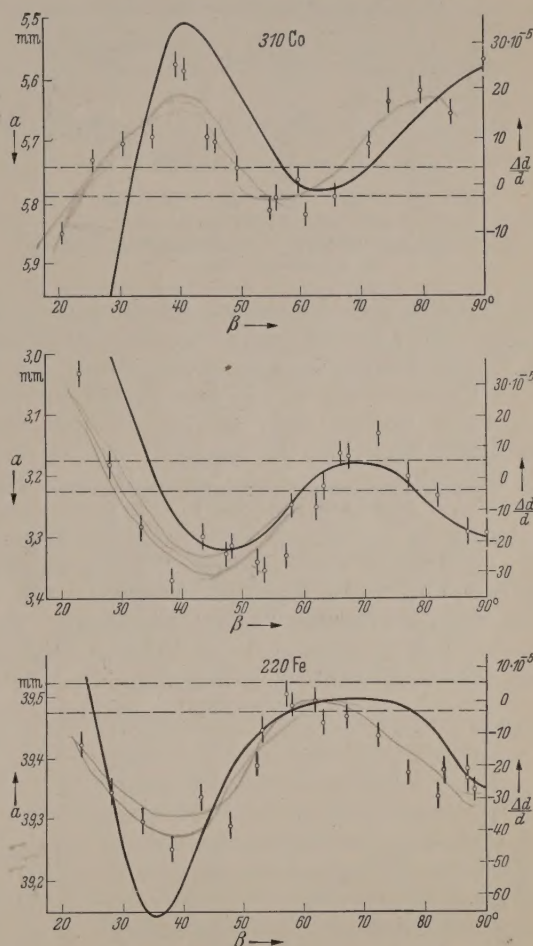


Abb. 4, 5, 6. Gemessene relative Gitterkonstantenänderung in Abhängigkeit vom Winkel β der reflektierenden Netzebenen mit der Probenrichtung.

In dieser neuen Richtung sollen die Winkel mit ψ bezeichnet werden. Senkrechteinfall ist dann durch $\beta = 90^\circ$ und $\psi = 90^\circ$ gekennzeichnet. Da durch Anstrahlung unter verschiedenen Winkel ψ ebenfalls die gleichen Schichttiefen wie unter einem gleich großen Winkel β erfaßt werden, müßten bei Richtigkeit der Annahme von HASENMEYER und GLOCKER in der Winkelabhängigkeitskurve von ψ die gleichen Änderungen der Gitterkonstanten auftreten, die dem Verlauf und der Größe in β -Richtung (Abb. 4) parallel geben, nur daß jetzt nicht mit $(\nu \sin^2 \beta - \cos^2 \beta)$ multipliziert ist, sondern mit ν .

Die Messungen bei $\beta = 90^\circ$ und verändertem ψ für den 310-Reflex mit Co- $K\alpha$ -Strahlung sind in Abb. 7 wiedergegeben. Außerdem wurde noch eine entsprechende Meßreihe mit $\beta = 45^\circ$ durchgeführt.

Nach der GREENOUGHschen Theorie müßten alle Meßwerte konstant bleiben (eingezeichnete Gerade), was auch annähernd im Rahmen der Meßgenauigkeit erfüllt ist. Geringe systematische Abweichungen sind auf Querspannungen zurückzuführen.

Es sei hier erwähnt, daß GREENOUGH in einer späteren Veröffentlichung [8] mit dieser Versuchsanordnung (Abb. 1c) nachweisen konnte, daß Oberflächenspannungen vorhanden sind, die sich über etwa 3 Kristallitlagen erstrecken, was durch Abätzversuche bewiesen wurde. Die von uns beobachteten Eigenspannungen unter Senkrechteinfall haben aber annähernd die Größe, wie GREENOUGH sie im Inneren des Materials findet.

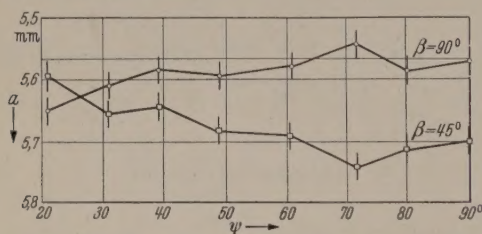


Abb. 7. Linienverschiebung in Abhängigkeit vom Winkel ψ bei konstantem Winkel β .

Es läßt sich also der Schluß ziehen, daß die von uns untersuchten Proben zur Prüfung der GREENOUGHschen Theorie besonders geeignet erscheinen. Bei den anderen Untersuchungen, die vornehmlich an Stahl durchgeführt worden sind, scheint sich ein Oberflächeneffekt bemerkbar zu machen. Was in diesen Fällen beobachtet wird, ist also vermutlich eine Überlagerung von Eigenspannungen I. Art, (etwa Druckspannungen, denen durch entsprechende Zugspannungen im Inneren der Probe das Gleichgewicht gehalten wird) und den Eigenspannungen II. Art, wie sie die GREENOUGHsche Theorie beschreibt. Hierdurch ist möglicherweise auch der Kurvenverlauf von SMITH und WOOD (Abb. 2) zu erklären.

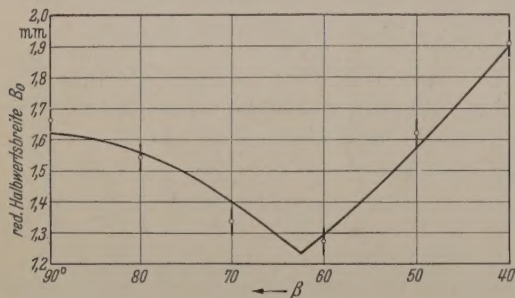


Abb. 8. Linienbreite als Funktion des Winkels β .

2. Linienbreite als Funktion des Einfallswinkels.

Wenn die Annahme richtig ist, daß die Linienverschiebung eines einzelnen Reflexes sich auf den Mittelwert von Spannungen verschiedener Kristallite zurückführen läßt, so muß ein gewisser Anteil der Linienverbreiterung von den Schwankungen um diesen Mittelwert herrühren. Diese Spannungen sind beim Zugversuch nach der GREENOUGHschen Theorie einachsrig in Probenrichtung. Wenn man unter dem Winkel $\beta = 63^\circ$ beobachtet, so müssen nach Gleichung (4) die Schwankungen verschwinden, da dann alle Dehnungen durch Null hindurchgehen unabhängig von deren Größe und Vorzeichen unter Senkrechtebeobachtung. Unter diesem Winkel wird man also die *Grundlinienbreite* finden, die nur durch Spannungs-

inhomogenitäten und Teilchenzerkleinerung verursacht wird. Unter einem beliebigen Winkel setzt die beobachtete Linienbreite durch Superposition einzelnen gegeneinander verschobenen Grundlinienbreiten zusammen. Es resultiert hierdurch eine Linienbreite mit größerer Linienbreite. Das experimentelle Ergebnis der Photometerregistrierungen im Falle der Co-Strahlung zeigt Abb. 8. Man erkennt deutlich, wie die Linienbreite zwischen $\beta = 70^\circ$ und 60° ein Minimum geht. Es wurden die Linienbreiten unter Anbringung der Korrekturen infolge endlicher Fokussierung und natürlicher Spektrallinienbreite getragen. Die eingezeichnete Kurve hat die analytische Darstellung

$$B_{63^\circ} + |\nu \sin^2 \beta - \cos^2 \beta| \cdot \frac{\Delta B}{\nu}$$

entsprechend Gleichung (4), wobei $\Delta B = B_{90^\circ} - B_{63^\circ}$ ist. Zum Vergleich sei angegeben, daß die Linienbreite im spannungsfrei geglihten Ausgangszustand im Senkrechteinfall $B_{90^\circ} = 1,67$ mm betrug. Vergleicht man den Wert $B_{63^\circ} = 1,25$ mm mit diesem Wert, so ergibt sich, daß der Einfluß der Eigenspannungen II. Art auf die Linienverbreiterung immerhin 40% der Gesamtverbreiterung ausmacht. Dieser Beitrag ist also bei den Untersuchungen der Linienverbreiterung durch Senkrechteinfall zu berücksichtigen, was nach Kenntnis der Verf. bisher noch nicht geschehen ist.

Berechnet man den nach der GREENOUGHschen Theorie zu erwartenden Beitrag zur Linienverbreiterung, so findet man, daß der gemessene Beitrag nur um einen Faktor 7–8 größer ist, als zu erwarten war. Dies ist eine weitere Bestätigung der vorgeschlagenen Deutung der Linienbreite unter Schrägeinfall angebracht werden kann.

3. Spannungs-Gitterkonstanten-Diagramme.

Um einen Einblick in die Entstehung der Eigenspannungen II. Art zu erhalten, wurde, wie bereits von SMITH und WOOD durchgeführt [3, 4], das Spannungs-Gitterkonstanten-Diagramm des untersuchten Eisens aufgenommen. Zu diesem Zwecke wurden an einem demselben Stab unter der Zerreißmaschine sowohl mit Co- als auch mit Cr-Strahlungsmessungen durchgeführt, und zwar bei Senkrechteinfall des Röntgenstrahles. Um die Belichtungszeit abzukürzen, wurde ein fokussiertes Aufnahmeverfahren nach WEVER und ROSENBRUNN benutzt. Mit denselben Betriebsdaten wie oben konnte die Belichtungszeit mit Eichstoff auf 15 min herabgesetzt werden. Der Film wurde mit einer automatischen Umschaltvorrichtung um $\pm 15^\circ$ geschwenkt. Die erhaltenen Resultate sind in Abb. 9 und 10 aufgetragen. Als Ordinate ist die von außen angelegte Spannung und als Abszisse die relative Gitterkonstantenänderung aufgetragen. Nach Überschreiten der Streckgrenze nimmt bei Co-Strahlung die Gitterkonstante nur sehr wenig zu. Eine Entlastung führt annähernd parallel zur elastischen Geraden zur Ausbildung der Eigenspannungen entgegengesetzten Zeichens. Im Falle der Cr-Strahlung nimmt dagegen die Gitterkonstante im plastischen Gebiet noch stärker zu als im elastischen. Eine Entlastung liefert wieder in gleicher Weise die Eigenspannungen dergleichen Richtung. (Im elastischen Bereich kommt in der verschiedenen Neigung der elastischen Geraden die schon mehrfach untersuchte elastische Anisotropie [10, 12, 13] zum Ausdruck.)

Es wird angenommen, daß man auch im plastischen Bereich aus der Gitterkonstantenänderung auf den betreffenden Kristalliten wirklich herrschende Spannung schließen darf. Man erhält diese, wenn man die gemessene Gitterkonstantenänderung dem elastischen E-Modul multipliziert, und zwar entsprechend der elastischen Anisotropie der röntgenographisch gemessene E-Modul der entsprechenden Strahlung zu nehmen. Die gesuchte Spannung ist man aus den Diagrammen der Abb. 9 und 10 nach aus den Ordinatenwerten, die zu der verlängerten elastischen Geraden gehören. Man erkennt, daß die „Co-Kristallite“ (Kristallite, die mit Co- $K\alpha$ -Strahlung einen Reflex liefern) sich fast überhaupt nicht verfestigen und eine wesentlich geringere Spannung aufnehmen, während die „Cr-Kristallite“ sich um so mehr verfestigen. In Abb. 11 ist das nach dem beschriebenen Verfahren aus den Abb. 9 und 10 ermittelte Spannungs-Dehnungs-Diagramm aufgetragen. Als Ordinate ist die in den betreffenden Kristalliten röntgenographisch gemessene Last und als Abszisse die plastische Verformung in % gewählt. Die röntgenographischen Messungen gleichzeitig aufgenommene vielkristalline Dehnungskurve ist in dieser Darstellung als Mittelwert über alle Kristallitorientierungen.

Diese an Eisen beobachtete Erscheinung steht in voller Analogie zur KOCHENDÖRFERSchen Regel, die besagt, daß sich bei den kubisch-flächigen Metallen die Vielkristalldehnungskurve von der Einkristalldehnungskurve nur um einen konstanten

Wert verschieben. Demgegenüber könnte man aus der großordnungsmäßigen Übereinstimmung der GREENOUGHschen Theorie bei den kubisch-flächigen Metallen

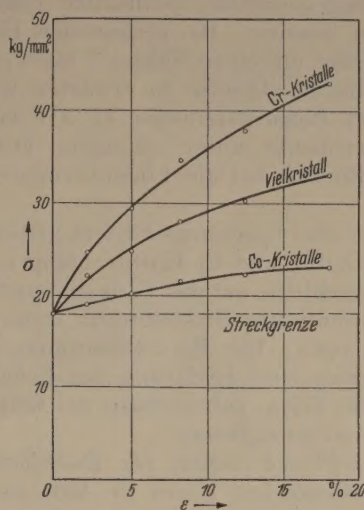


Abb. 11. Spannungs-Dehnungs-Diagramm für verschiedene orientierte Kristallite im vielkristallinen Verband (ermittelt aus Abb. 9 u. 10).

Cu, Ni und Al mit dem Experiment [2] den Schluß ziehen, daß bei diesen Metallen die KOCHENDÖRFERSche Regel für jeden Kristalliten innerhalb eines vielkristallinen Haufwerkes unabhängig von seiner Orientierung erfüllt ist.

Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse aus Abb. 11 halten wir es für möglich durch Berücksichtigung der Verfestigung in der GREENOUGHschen Theorie (von GREENOUGH wurde die Verfestigung vernachlässigt) die um einen Faktor 7 bis 8 zu hohen Eigenspannungen des Eisens zu erklären.

Da man mit Hilfe der röntgenographischen Spannungsmessung, wie schon oben dargelegt, nur eine sehr dünne oberflächenschicht erfaßt, wäre ein Verfahren wünschenswert, das es gestattet, ohne äußeren Eingriff, wie es das Ätzen darstellen würde, den Spannungsmittelwert über den gesamten Querschnitt zu messen. Ein derartiger Volumeneffekt liegt aber bei der magnetischen Spannungsanalyse, wie sie von KERSTEN [14] für Nickel entwickelt wurde, vor. Bisherige von uns durchgeführte Experimente an Nickel haben gezeigt, daß die Eigenspannungen, die aus der reversiblen Magnetisierungsarbeit ermittelt worden sind, die gleichen Werte besitzen, wie die röntgenographisch aus der Linienverschiebung bestimmten. Die Erweiterung der magnetischen Spannungsanalyse auf Eisen ist in Vorbereitung. Die bisherigen Ergebnisse stehen nicht im Widerspruch zu der Annahme, daß es sich bei den hohen Eigenspannungen des Eisens um einen Volumeneffekt handelt.

Zusammenfassung.

Eine von GREENOUGH entwickelte Theorie zur Entstehung von Eigenspannungen II. Art, die für senkrecht zur Probe einfallenden Röntgenstrahl durchgeführt ist, wird auf schrägen Einfall erweitert

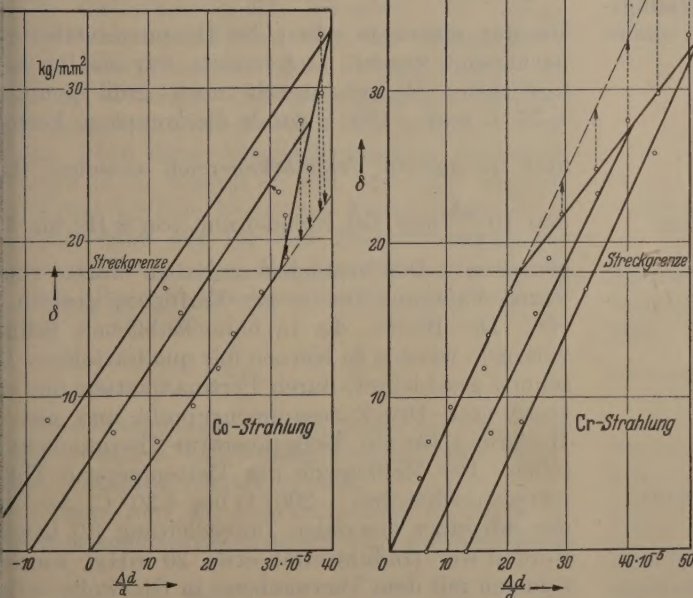


Abb. 9 u. 10. Spannungs-Gitterkonstanten-Diagramme für Senkrechteinfall des Röntgenstrahles.

Spannungsbetrag, der sogenannten Spannungsverengung, unterscheidet. Diese Regel scheint für kubisch-flächige Metalle wie Eisen nicht erfüllt zu sein. Es sieht so aus, als ob beim Eisen die Spannungsverengung mit zunehmender plastischer Verformung zunimmt. Wie die röntgenographischen Messungen zeigen, ist diese Spannungsverfestigung aber auch sehr stark von der Orientierung der Kristallite zur Last-

Es wird der Verlauf der Gitterkonstantenänderung mit dem Einfallswinkel für die Reflexe 310 Co-K α , 211 Cr-K α und 220 Fe-K α berechnet.

Die Messungen ergaben qualitative Übereinstimmung mit der Theorie. Die gemessenen Eigenspannungen sind aber um einen Faktor 7 bis 8 größer als nach der einfachen Theorie zu erwarten wäre. Die Realität dieser Eigenspannungen II. Art wird durch weitere Experimente unter schrägem Einfall und durch ihren Einfluß auf die Linienverbreiterung bestätigt.

Es werden die Spannungs-Gitterkonstanten-Diagramme für Co-K α und Cr-K α -Strahlung aufgenommen und Rückschlüsse auf das Verfestigungsverhalten verschieden orientierter Kristallite im vielkristallinen Haufwerk gezogen. Die Berücksichtigung der Verfestigung scheint eine Erklärung der hohen Eigenspannungen des Eisens auf der Basis der GREENOUGHschen Theorie zu ermöglichen.

Dem Max-Planck-Institut für Eisenforschung in Düsseldorf, insbesondere Herrn Dr. MÖLLER, danken

wir für die freundliche Überlassung einer Röntgenstrahlkammer mit Planfilmkassette.

Literatur. [1] GREENOUGH, G. B.: Nautre **160**, 258 (1949). [2] GREENOUGH, G. B.: Proc. Roy. Soc. (A) **197**, 556 (1949). [3] SMITH, S. L. und W. A. WOOD: Proc. Roy. Soc. (A) **404** (1944). — [4] WOOD, W. A.: Proc. Roy. Soc. (A) **192**, (1948). — [5] KOCHENDÖFFER, A.: Plastische Eigenschaften von Kristallen und metallischen Werkstoffen, Berlin 1941. [6] NEERFELD, H.: Mitt. K. Wilh.-Inst. Eisenf. **27**, 81 (1944). [7] GLOCKER, G. und H. HASENMEYER: Z. d. VDI **84**, (1940). — [8] GREENOUGH, G. B.: J. Iron a. Steel Inst. **235** (1951). — [9] ROSE, G. und F. WEVER: Mitt. K.-W. Inst. Eisenf. **17**, 33 (1935). — [10] BOLLENRATH, OSSW. und MÖLLER, Neerfeld: Arch. Eisenhüttenwesen **15**, (1941/42). — [11] NEERFELD, H.: Mitt. K. Wilh.-Inst. Eisenf. **24**, 61 (1942). — [12] MÖLLER, H. und G. MARTIN: Mitt. K. Wilh.-Inst. Eisenf. **21**, 261 (1939). — [13] GLOCKER, Z. techn. Phys. **19**, 289 (1938). — [14] KERSTEN, K.: Z. Phys. **76**, 505 (1932).

Professor Dr. EUGEN KAPPLER und Dipl.-Phys. LUDWIG REIMER, Physikalisches Institut der Universität Münster (Westf.), Robert-Koch-Straße 31.

Über eine amplituden- und temperaturabhängige Nachwirkung des α -Eisen bei -70°C

Von GÜNTHER SORGER.

(Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart.)

Mit 14 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. Juni 1953.)

1. Einleitung.

An verschieden vorbehandelten Permenorm-Bleichen (Bleche einer 36% Ni-haltigen Fe-Ni-Legierung) wurde festgestellt, daß die Nachwirkungsverluste mit fallender Temperatur wie erwartet immer

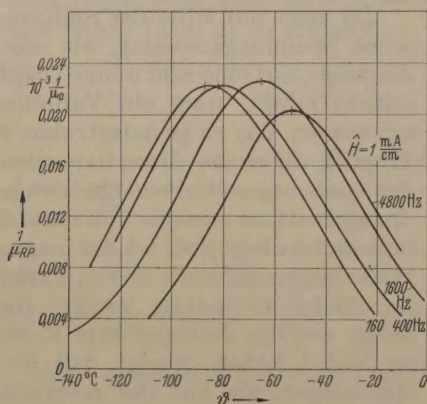


Abb. 1. Nachwirkungsverluste in Abhängigkeit von der Temperatur bei verschiedenen Frequenzen von Blech Nr. 1.

abnehmen. Dagegen zeigten frühere Messungen an Trafoperm-Bleichen [1], (Bleche einer 2,5% Si-haltigen Fe-Si-Legierung), daß die Nachwirkungsverluste unterhalb des Eispunktes mit fallender Temperatur zunehmen. Da man in diesem Temperaturgebiet bisher nur JORDAN-Nachwirkung vermutete, mußte dieses Verhalten überraschen und bedurfte der Aufklärung.

Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden mit der Gegen-Induktivitätsmeßbrücke nach WILDE [2] durchgeführt. Es wurden die Komponenten des Kehrwerts der komplexen Permeabilität $\frac{1}{\mu_{LP}}$ und $\frac{1}{\mu_{RP}}$ [3] in

Abhängigkeit von der Temperatur mit verschiedenen Frequenzen als Parameter gemessen. Die Feldstärke \hat{H} betrug $1 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$. Bei dieser Feldstärke

konnten einerseits schon die Hysteresisverluste vernachlässigt werden, andererseits war sie für die erforderliche Meßgenauigkeit noch groß genug. Bei -75°C und -190°C wurde die komplexe Permeabilität im ganzen Feldstärkebereich zwischen $0,5 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$

und $10 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$ und bei Frequenzen von 8 Hz bis 5 kHz

gemessen. Die Versuchsmaterialien waren von der Firma Vakuumschmelze zur Verfügung gestellt worden. Die Bleche, die in handelsüblichen Schnittvorlagen, wurden zu Kernen mit quadratischem Querschnitt geschichtet, durch Pertinaxplatten mit einem konstanten Druck zusammengepreßt und mit einer Halterung für ein Tieftemperatur-Thermometer versehen. Der Meßbereich des Tieftemperatur-Thermometers reichte von -200°C bis $+30^\circ\text{C}$. Der Kern der mit einer coaxialen Doppelleitung [2] bewickelt worden war (Induktivität etwa 20 mH) wurde zusammen mit dem Thermometer in Glaswolle verpackt und in einem Dewar-Gefäß auf die Temperatur der flüssigen Luft abgekühlt. Dann wurde die flüssige Luft abgesaugt und das Paket so weit aus dem Gefäß herausgezogen, daß es sich etwa mit konstanter Geschwindigkeit von etwa 1°C pro min erwärmte.

2. Versuchsergebnisse.

Abb. 1 zeigt den Nachwirkungsanteil der Verlustkomponente $\frac{1}{\mu_{RP}}$ der Probe Nr. 1 (nähere Angabe siehe

Tabelle.

Technische Bezeichnung	Bestandteile der Legierung in Gew.-%							Schlußglühung
	Ni	Si	Cl	Mn	Cu	P	S	
Trafoperm N 1	0,1	2,45	0,015	0,27	0,15	0,014	0,03	5h in feuchtem H_2
Reineisen	—	—	—	—	—	—	—	—
Trafoperm N 1	—	2,5	—	—	—	—	—	3h in H_2 mit C beladen bei 670°C
Trafoperm N 1	—	2,5	—	—	—	—	—	3h in feuchtem H_2 bei 670°C
Permenorm 3601 . . .	36	—	—	—	—	—	—	In feuchtem H_2 bei 1050°C

entet unbekannt.

le) als Funktion der Temperatur bei einer Feld-amplitude von $1 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$; Parameter ist die Fre-z; die Wirbelstromverluste wurden auf folgende e eliminiert: der spezifische Widerstand wurde in ingigkeit von der Temperatur gemessen, die Wir-romanomalie bestimmt [4] und danach mit der ssenen Blechdicke der Wirbelstromanteil von erechnet [3] und von dem gemessenen Wert von bgezogen. Die Hysteresisverluste konnten we-er kleinen Meßfeldstärke von $1 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$ vernachlässigt en. Wir sehen in Abb. 1, daß $\frac{1}{\mu_{RP}}$ bei den ver- denen Frequenzen Maximas durchläuft, die sich steigender Frequenz nach höheren Temperaturen hieben. (Unter $\frac{1}{\mu_{RP}}$ verstehen wir hier allein den wirkungsanteil von $\frac{1}{\mu_{RP}}$). Es tritt also in diesem peraturgebiet eine bisher unbekannte Nach- ung auf, die wir -70°C -Nachwirkung nennen n, weil bei einer Frequenz von 1 kHz das Maxi- u der Verlustkomponente bei etwa -70°C liegt. Diese Maximas bedeuten nun, daß zwischen der deren Relaxationszeit des Vorgangs und der peratur ein enger Zusammenhang besteht. Bei wirkungen handelt es sich immer um Ausgleichs- änge. Sind diese Ausgleichsvorgänge statistisch rfassen (d. h. handelt es sich um viele Elemen- kte) und ist eine bestimmte Aktivierungsenergie anden, dann gilt für den Zusammenhang Re- tionszeit-Temperatur das ARRHENIUSSche Gesetz dem BOLTZMANNschen Verteilungsgesetz ab- tet):

$$\tau_T = \tau_{\infty} \cdot e^{\frac{E}{KT}} = \tau_{\infty} \cdot e^{\frac{\Theta}{T}} \tag{1}$$

Aktivierungsenergie E kann durch die Potential- velle zwischen nichtausgeglichenem und ausge- nem Zustand erklärt werden. Man kann nun die Relaxationszeit τ_T durch die xationsfrequenz ω_T ersetzen nach der Beziehung

$$\omega_T = \frac{1}{\tau_T} \tag{2}$$

nit:

$$\omega_T = \omega_{\infty} \cdot e^{-\frac{E}{KT}} = \omega_{\infty} \cdot e^{-\frac{\Theta}{T}} \tag{3}$$

in nun der Zusammenhang zwischen Frequenz und peratur dieser Beziehung gehorcht, dann müssen einem Diagramm, auf dessen Ordinate im log- amischen Maßstab die Frequenz und auf dessen zisse $\frac{1}{T}$ aufgetragen ist, die Meßpunkte auf einer

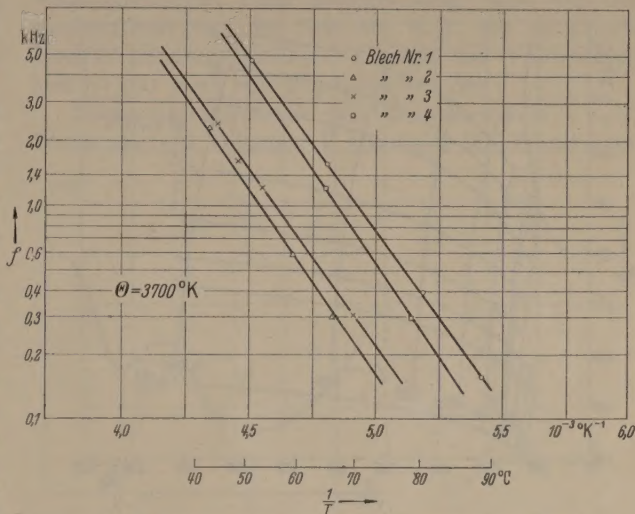


Abb. 2. Aktivierungstemperaturen der verschiedenen Bleche.

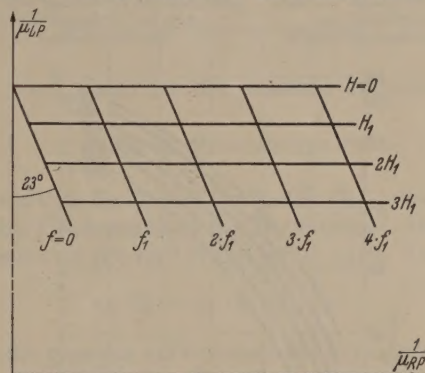


Abb. 3. Kehrwert der komplexen Permeabilität für den Fall, daß die Rayleigh-Beziehung gültig und keine Nachwirkung vorhanden ist.

Geraden liegen. Abb. 2 zeigt dies. Als Aktivierungs- temperatur Θ ergibt sich für das in Abb. 1 gezeigte Blech Nr. 1 3700°K . Das entspricht einer Akti- vierungsenergie von $\frac{7500 \text{ cal}}{\text{Mol}}$ oder $0,3 \frac{\text{eV}}{\text{Atom}}$.

Zur genaueren Erforschung dieser neuen Nach- wirkung wurden verschiedene Materialien durchge- messen. Sie trat nur bei Ferromagneticis mit α - Gitterstruktur auf; Ferromagnetika mit γ -Gitter (Eisen-Nickel-Legierungen) zeigten sie nicht (siehe Abb. 13). Die Meßergebnisse von verschiedenen ge- glühten Fe-Si-Blechen und von einem Reineisenblech zeigen, daß die Aktivierungsenergie überall dieselbe bleibt, nur die Frequenz ω_{∞} verschiebt sich etwas. Die Intensität der Nachwirkung, d. h. die Größe des Maximalwertes von $\frac{1}{\mu_{RP}}$ ist bei allen Blechen etwa die

gleiche, am größten bei Blech Nr. 3, das in kohlenstoff- haltigem Wasserstoff geglüht wurde. Wir sehen, Silizium hat keinen Einfluß auf die Größe der Nach- wirkung; auch Einlagerungsatome spielen keine große Rolle, d. h. die -70°C -Nachwirkung ist unabhängig

davon vorhanden, ob das Material RICHTER-Nachwirkung zeigt oder nicht.

Abb. 4 zeigt den Kehrwert der komplexen Permeabilität von Blech Nr. 1 bei -75°C . Auf der Ordinate ist $\frac{1}{\mu_{LP}}$, auf der Abszisse $\frac{1}{\mu_{RP}}$ aufgetragen. Die Wirbelstromgrenzfrequenz f_w dieses Materials bei -75°C beträgt 71 kHz [3], die höchste Meßfrequenz 4800 Hz. Hätten wir in unserem Material nur Wirbel-

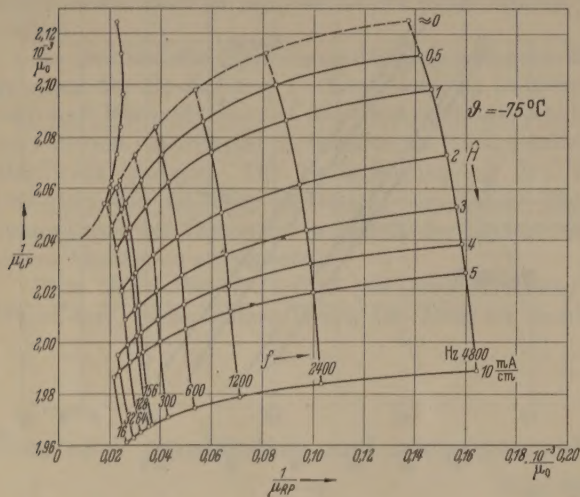


Abb. 4. Kehrwert der komplexen Permeabilität bei -75°C von Blech Nr. 1

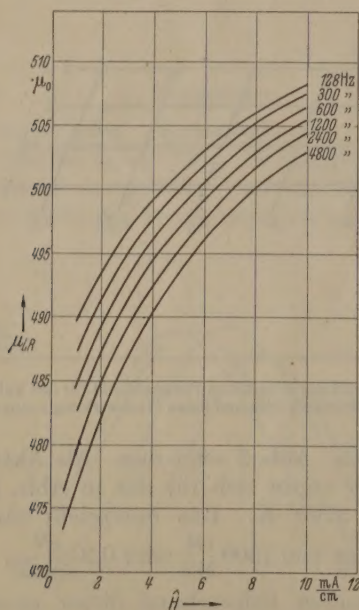


Abb. 5. Die gemessene Abhängigkeit der Induktivitätspermeabilität von der Feldstärkeamplitude.

strom- und Hysteresisverluste, dann müßte in dem Frequenzbereich von 0 bis 5 kHz die Ortskurve für $\hat{H} \rightarrow 0$ annähernd eine Gerade parallel zur Abszisse mit dem Abstand $\frac{1}{\mu_A}$ sein; $\frac{1}{\mu_{RP}}$ wäre dann proportional der Frequenz, d. h. die Gerade müßte eine lineare Frequenzteilung tragen (siehe Abb. 3). Die Kurven konstanter endlicher Feldstärke gingen dann durch Parallelverschiebung dieser Geraden nach unten hervor, wobei die Ortskurven $\frac{1}{\mu} = f(\hat{H})$ (Parameter Frequenz) in unserem Falle (sehr stark unterdrückter Nullpunkt) noch Gerade sein müßten, die mit der

Ordinatenachse bzw. Parallelen dazu einen Winkel von 23° einschließen würden. Dabei müßte die Feldstärkeskala auf diesen Geraden ebenfalls eine lineare sein.

Wir betrachten nun als erstes in Abb. 4 die Kurven $\frac{1}{\mu} = f(f)$ für $\hat{H} = 10 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$. Sie ist keine Gerade, sondern steigt mit steigender Frequenz etwas an. Durch Vergleich mit entsprechenden Ortskurven anderer Materialien (z. B. Abb. 13) sehen wir, daß solche Ortskurve einem Material mit JORDAN-Nachwirkung zuzuschreiben ist. Betrachten wir nun andere Kurven $\frac{1}{\mu} = f(f)$ für $\hat{H} = 5$ bis $1 \frac{\text{mA}}{\text{cm}}$, dann sehen wir, daß diese Kurven nicht durch Parallelverschiebung auseinander hervorgehen. Aus der Theorie der JORDAN-Nachwirkung wissen wir, daß diese Nachwirkung feldstärkeunabhängig ist, daß die Kurven konstanter Feldstärke parallel zueinander sind (Abb. 11 und 13). Dagegen wird aber in Abb. 4 die Differenz

$$\left. \frac{1}{\mu_{LP}} \right|_f = 4800 \text{ Hz} - \left. \frac{1}{\mu_{LP}} \right|_f = 16 \text{ Hz}$$

mit fallender Feldstärke immer größer, und zeigt eine weitere, ungewöhnliche Eigenschaft der -70°C Nachwirkung. Diese Differenz ist proportional der Größe der Nachwirkung. Die Größe der -70°C Nachwirkung nimmt also mit fallender Feldstärke ab. Weiter stellen wir fest: Die Kurven konstanter Frequenz sind keine Geraden mehr — was sie hier wegen des stark unterdrückten Nullpunktes noch sein müßten — sondern sie sind Schlangenlinien¹, wobei bei sehr kleinen Feldstärken der Hysteresewinkel immer kleiner als 23° ist.

Wir haben hier einen ganz neuartigen, bisher experimentell noch nicht beobachteten Verlauf der komplexen Permeabilität vor uns; Die Nachwirkung nimmt mit steigender Feldstärke ab.

Wenn man die Induktivitätspermeabilität μ_{LR} als Funktion der Feldstärkeamplitude \hat{H} darstellt, findet man einen Verlauf, den Abb. 5 wiedergibt. Wir sehen, daß auch die RAYLEIGH-Beziehung hier nicht mehr erfüllt ist.

Zur Erklärung dieser Nachwirkung betrachten wir ein formales Modell, das wir im folgenden entwickeln.

3. Formale Theorie der feldstärkeabhängigen Nachwirkung.

Die Magnetisierung in einem ferromagnetischen Blech geschieht im Bereich kleiner Feldstärken ausschließlich durch Verschiebung der BLOCHWände, die die einzelnen WEISSschen Bezirke voneinander abtrennen. Im entmagnetisierten Zustand liegen die einzelnen Wände in Energiemulden, die durch innere Spannungen, mechanische Einflüsse, Versetzungen und Korngrenzen gebildet werden.

Wir unterscheiden zwischen reversiblen und irreversiblen Wandverschiebungen. Reversibel ist eine Wandverschiebung dann, wenn eine durch Anlegen eines Feldes H_0 von A nach A' verschobene Wand nach Wegnahme des Feldes wieder in ihre alte Gleichgewichtslage A zurückkehrt; irreversibel dann, wenn

¹ Bei Gültigkeit der RAYLEIGH-Beziehung ist der Hysteresewinkel immer 23° .

gelegte Feldstärke so groß ist, daß die Wand die ten Energiesteigung ihrer Mulde überwinden : dann springt die Wand über die nächste Energie- e nach B' und kehrt nach Wegnahme des Feldes mehr in ihre alte Gleichgewichtslage A zurück, ern bleibt in B liegen. Wir unterscheiden nun hen den Nachwirkungsvorgängen, die an die re- olen Wandverschiebungen gebunden sind, und hen denen, die an die irreversiblen gebunden sind. ür eine bestimmte Feldstärkeamplitude \hat{H} ergibt ach dem RAYLEIGH-Gesetz für die Induktivitäts- eabilität μ_{LR} [3]:

$$\mu_{LR} = \mu_A + 2 \nu \cdot \hat{H}$$

$\mu_A =$ Hysteresefreie Permeabilität
 $\nu =$ Hysteresekoeffizient.

(4)

Zusammenhang zwischen Energie-Verlauf, an- ter Feldstärke und sich einstellender Induktion eversible Wandverschiebungen liefern die folgen- Gleichungen [5]. Wir legen den Koordinaten- ung in die augenblickliche Gleichgewichtslage der l:

$$H = \frac{1}{K \cdot I_S} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial x}.$$

(5)

Faktor, der von der Art der Wand abhängt, ob 90° - oder 180° -Wand; er ist von der Größen- ordnung 1;
Sättigungsmagnetisierung;
Wandenergie pro cm^2 -Wand;
Koordinate der Wandauslenkung.

ie Beziehung zwischen Feldstärke H , Magneti- ung I und Induktion B lautet (wir schreiben hier Vektoren, weil wir nur die resultierenden Größen ehtung der Feldstärke betrachten):

$$B = H + 4 \pi \cdot I.$$

(6)

n wir ein hochpermeables Material, dann können H gegenüber I und B vernachlässigen und wir er- n

$$B = 4 \pi \cdot I.$$

(7)

Magnetisierung in Richtung der Feldstärke ist nun n der Sättigungsmagnetisierung pro Volumen- it I_S , multipliziert mit dem von der Wand über- enen Volumen $S_{act} \cdot x$. Dazu kommt noch ein tungsfaktor c , der zwischen 0 und 1 liegt. Also

$$B = 4 \pi \cdot c \cdot S_{act} \cdot I_S \cdot x$$

(8)

= Größe der sich bewegenden Wandoberfläche;
= Auslenkung.

n einem realen Gitter ist die zeitlich konstante denergie irgendeine Funktion von x , die Maximas Minimas aufweist:

$$\gamma = \gamma(x).$$

Wir müssen nun zu dieser Energie eine zusätz- — zeitlich sich ändernde — Energie addieren, u Nachwirkungen Anlaß gibt, und die wir deshalb wirkungs-Energie nennen, und die folgenden Ur- g hat: In den Bezirken, die von den BLOCH- en begrenzt werden, liegt die spontane Magneti- ung in einer der sog. leichten Richtungen. Bei a sind diese Richtungen die Würfelkanten, bei el die Würfeldiagonalen der Elementarzelle. n in einem vollkommen störungsfreien Gitter die ungsmagnetisierung, die in der Richtung Ox durch das Wandern einer 90° -Wand über diesen

Bezirk in eine andere leichte Richtung, z. B. Oy , ge- dreht wird, so ist dazu keine Arbeit nötig. Wenn aber nun — wie bei der RICHTER-Nachwirkung — die Rich- tung, in der die spontane Magnetisierung einige Zeit lag, gegenüber den anderen Richtungen begünstigt wird, dann ist bei dem eben beschriebenen Beispiel der Ummagnetisierung Arbeit nötig. Der Energieunter- schied zwischen den beiden Richtungen ist die Nach- wirkungsenergie. Diese Energie hängt nicht vom Ort, sondern nur von der Zeit ab, d. h. die spezifische Nachwirkungsenergie $e_N =$ Energie pro Volumenein- heit ist nur noch eine Funktion der Zeit:

Nachwirkungsenergie pro Volumeneinheit $= e_N(t)$.
Wenn also ein Volumen V von einer 90° -Wand über-

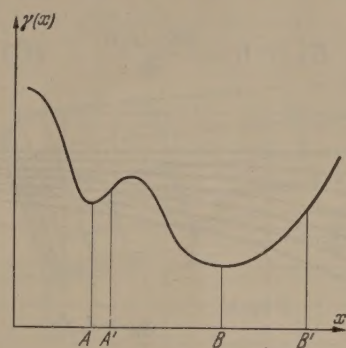


Abb. 6. Die spezifische Wandenergie in Abhängigkeit von einer Lagekoordinate.

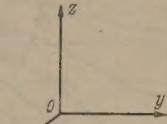


Abb. 7. Koordinatensystem zur Erklärung der Magnetisierungsänderung.

strichen wird, dann ist die gesamte aufzuwendende Arbeit:

$$E_N(t, V) = e_N(t) \cdot V.$$

(9)

Für die weitere Rechnung (siehe Gl. (5)) beziehen wir uns auf die Flächeneinheit der BLOCHwand: Die Nach- wirkungsenergie pro cm^2 Wand sei $= \varepsilon_N(t)$. Dann gilt:

$$e_N(t) = \varepsilon_N(t) \cdot S_{wand}.$$

(10)

Dann ist die gesamte aufzuwendende Arbeit, wenn eine 90° -Wand ein Volumen $V = S_{act} \cdot V$ überstreicht:

$$E_N(t, x) = \varepsilon_N(t) \cdot |x|.$$

(11)

Wir müssen hier Betrag von x schreiben, da die Energie nach beiden Richtungen $+x$ und $-x$ zu- nimmt.

Nun haben wir in Wirklichkeit kein störungsfreies Gitter, sondern die Wand liegt in einer Energiemulde, wie vorhin beschrieben. Wenn wir in einem so be- schaffenen Gitter unsere Wand um eine Strecke x aus- lenken, dann ist der gesamte Energieunterschied zwischen End- und Anfangslage

$$\gamma_{gesamt} = \gamma(x) - \gamma(o) + \varepsilon_N(t) \cdot |x|.$$

(12)

Diese zusätzliche Energie ist also proportional x . Wie wir wissen, ist eine BLOCHwand keine unendlich dünne Fläche, sondern hat eine endliche Dicke. Durch Be- rücksichtigung dieser endlichen Dicke ist es NÉEL ge- lungen [6], für die mathematisch unglückliche Funk- tion $|x|$ eine gerade Funktion zu entwickeln, die lautet:

$$E_N(t, x) = \varepsilon_N(t) \cdot x_0 \left(\frac{x}{x_0} \operatorname{ctg} \frac{x}{x_0} - 1 \right)$$

(13)

Nach der Theorie von NÉEL ist x_0 stwa ein Drittel der Wanddicke.

Bei Auslenkungen $x > x_0$ kann man die in Gl. (13) vorkommende Funktion durch

$$\frac{x}{x_0} \operatorname{ctg} \frac{x}{x_0} - 1 \approx \frac{|x|}{x_0} \quad (14)$$

annähern; für $x < x_0$ durch

$$\frac{x}{x_0} \operatorname{ctg} \frac{x}{x_0} - 1 \approx \frac{1}{2} \left(\frac{x}{x_0} \right)^2. \quad (15)$$

a) Reversible Änderungen:

Die Gleichgewichtsbedingung für eine angelegte Feldstärke H bei reversibler Verschiebung lautet:

$$H = \frac{1}{K \cdot I_S} (\gamma'(x) + E'_N(x, t)), \quad (16)$$

wobei gilt

$$\gamma'(x) = \frac{\partial \gamma(x)}{\partial x}; \quad E'_N(x, t) = \frac{\partial E_N(x, t)}{\partial x} \quad (17)$$

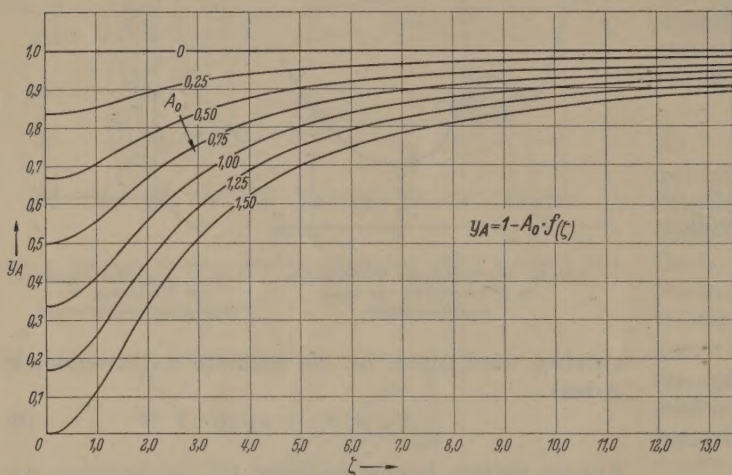


Abb. 8. Die Abhängigkeit der normierten hysteresefreien Permeabilität von ξ für verschiedene Werte von A_0 .

Wir definieren nun ein fiktives Nachwirkungsfeld [7]

$$h_{Nachw} = \frac{1}{K \cdot I_S} \cdot \frac{\partial}{\partial x} E_N(x, t). \quad (18)$$

Dann ist

$$H - h_{Nachw} = \frac{1}{K \cdot I_S} \cdot \gamma'(x) = \frac{1}{K \cdot I_S} \cdot \gamma''(0) \cdot x. \quad (19)$$

Da es sich bei reversiblen Wandverschiebungen immer um sehr kleine Auslenkungen handelt, können wir γ' an der Stelle x nach dem TAYLOR-Satz ersetzen durch γ'' an der Stelle 0 mal x .

x ersetzen wir nach Gl. (8) durch die Induktion B_{rev} die zu den reversiblen Änderungen gehört

$$x = \frac{B_{rev}}{4 \pi c \cdot S_{act} \cdot I_S}. \quad (20)$$

Dann wird

$$H - h_{Nachw} = \frac{\gamma''(0) \cdot B_{rev}}{K \cdot 4 \pi \cdot c \cdot S_{act} \cdot I_S^2}. \quad (21)$$

Also ist

$$\frac{B_{rev}}{H} = \frac{K \cdot 4 \pi \cdot c \cdot S_{act} \cdot I_S^2}{\gamma''(0)} \left(1 - \frac{h_{Nachw}}{H} \right). \quad (22)$$

Das RAYLEIGH-Gesetz sagt nun aus, daß für kleine, d. h. reversible Auslenkungen der Faktor

$$\frac{K \cdot 4 \pi \cdot c \cdot S_{act} \cdot I_S^2}{\gamma''(0)}$$

konstant ist, d. h. von x nicht abhängt. Für $h_{Nachw} = 0$, d. h. für den relaxierten Fall, wird diese Konstante

gleich der hysteresefreien Permeabilität in RAYLEIGH-Gleichung, $= \mu_A$. Wir schreiben also:

$$\frac{K \cdot 4 \pi \cdot c \cdot S_{act} \cdot I_S^2}{\gamma''(0)} = \mu_{A \text{ relax}}.$$

b) Irreversible Änderungen.

Die irreversiblen Änderungen werden in RAYLEIGH-Beziehung (Gl. (4)) durch den Faktor $2 \nu \cdot \hat{H}$ berücksichtigt. Bei den betrachteten Materialien können wir ν als zeitlich konstant ansehen, d. h. wir nehmen keine Nachwirkung der Hysterese an. Durch diese zusätzliche Nachwirkungsenergie wird nun die Zahl der leichtesten BARKHAUSENSprünge kleiner: Das nachwirkende Feld wirkt dem angelegten Feld entgegen.

Damit wird die gesamte RAYLEIGH-Beziehung

$$\frac{\hat{B}}{\hat{H}} = \left(\mu_{A \text{ relax}} + 2 \nu \cdot \hat{H} \right) \left(1 - \frac{h_{Nachw}}{\hat{H}} \right).$$

Wir unterscheiden zwei Feldstärkengebiete:

1. Feldstärken, für die das Nachwirkungsfeld proportional der Auslenkung ist. Das ist, wie man an Gl. (15) sehen kann, der Fall für Auslenkungen $x < x_0$. In diesem Gebiet ist die Größe der Nachwirkung unabhängig von der Feldstärke.

2. Feldstärken, für die das Nachwirkungsfeld konstant, d. h. unabhängig von x ist. Das ist (siehe Gl. (14)) für $x > x_0$ der Fall. Damit wird nun die Größe der Nachwirkung feldstärkeabhängig, denn mit steigender Feldstärke geht der Ausdruck $\frac{h_{Nachw}}{\hat{H}}$ in

die Größe der Nachwirkung über, gegen Null: Wir erhalten also für Feldstärken, die Auslenkungen $x > x_0$ hervorrufen, eine

Nachwirkung, die mit steigender Feldstärke kleiner wird. Gerade das haben wir aber nach Bild 4 für die -70°C -Nachwirkung beobachtet.

Da x_0 mit der BLOCHWanddicke zusammenhängt, ist die Feldstärke, bei der der Übergang von der feldstärkeunabhängigen zur feldstärkeabhängigen Nachwirkung erfolgt, von der Wanddicke abhängig; außerdem hängt diese Grenzfeldstärke noch von der Anfangspermeabilität ab, weil im Zähler x d. h. \hat{B} und im Nenner \hat{H} steht.

Abb. 8 gibt einen Überblick über den Verlauf der hysteresefreien Permeabilität in Abhängigkeit von der Feldstärke für verschieden große Nachwirkungsfeldstärken.

Für die hysteresefreie Permeabilität gilt nach Gl. (22)

$$\mu_A = \mu_{A \text{ relax}} \left(1 - \frac{h_{Nachw}}{\hat{H}} \right)$$

$$h_{Nachw} = \frac{\partial E}{\partial x} = \epsilon_N(t) \cdot x_0 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{x}{x_0} \cdot \operatorname{ctg} \frac{x}{x_0} - 1 \right)$$

$$h_{Nachw} = \epsilon_N(t) \cdot x_0 \cdot \frac{\frac{1}{2} \sin 2 \frac{x}{x_0} - \frac{x}{x_0}}{\sin^2 \frac{x}{x_0}}.$$

Wir führen für $\frac{x}{x_0}$ eine neue Koordinate ξ ein:

$$\frac{x}{x_0} = \xi.$$

Vereinfachung setzen wir

$$\mu_{\text{Arelax}} = 1 \quad \text{und schreiben für} \quad \mu_A = y_A.$$

drücken H in x aus:

$$\hat{H} = r \cdot x \quad \text{und setzen} \quad \frac{\varepsilon N(t)}{r} = A_0(t).$$

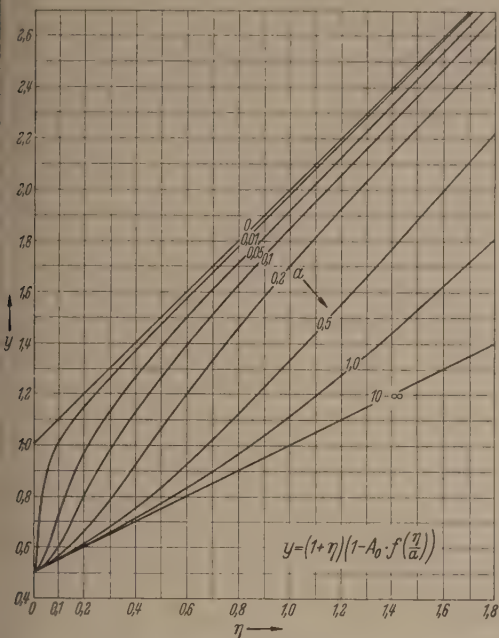


Abb. 9. Die Abhängigkeit der normierten Permeabilität von η für verschiedene Werte von α .

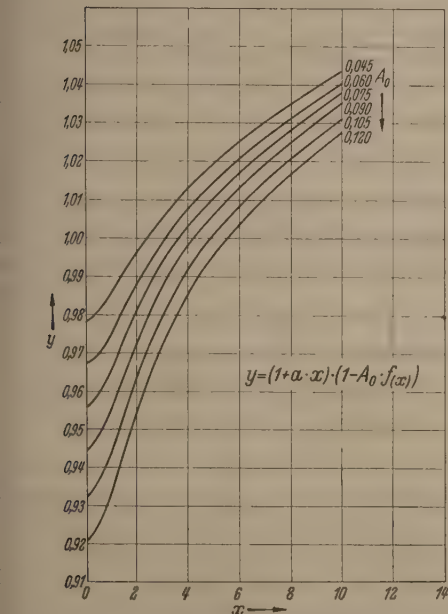


Abb. 10. Die berechnete Abhängigkeit der Induktivitätspermeabilität von der Feldstärkeamplitude.

n wird:

$$y_A = 1 - A_0(t) \frac{\frac{1}{2} \cdot \sin 2\xi}{\xi \cdot \sin^2 \xi} \quad (27)$$

Abb. 8 ist diese Funktion $y_A = y_A(\xi)$ aufgetragen: Parameter ist A_0 . Abb. 9 zeigt die Permeabilität unter Berücksichtigung des irreversiblen Anteils. Hier ist Größe A_0 konstant, Parameter ist die Größe α :

$$a = 2 \nu \cdot r \cdot x_0.$$

Aus Gl. (24) und (27) ergibt sich:

$$y = (1 + 2 \nu \cdot r \cdot x) \left(1 - A_0 \frac{\frac{1}{2} \sin 2\xi - \xi}{\xi \sin^2 \xi} \right)$$

Damit

$$y = (1 + a \cdot \xi) \left(1 - A_0 \frac{\frac{1}{2} \cdot \sin 2\xi - \xi}{\xi \cdot \sin^2 \xi} \right)$$

Wir führen eine neue Veränderliche ein:

$$\eta = a \cdot \xi.$$

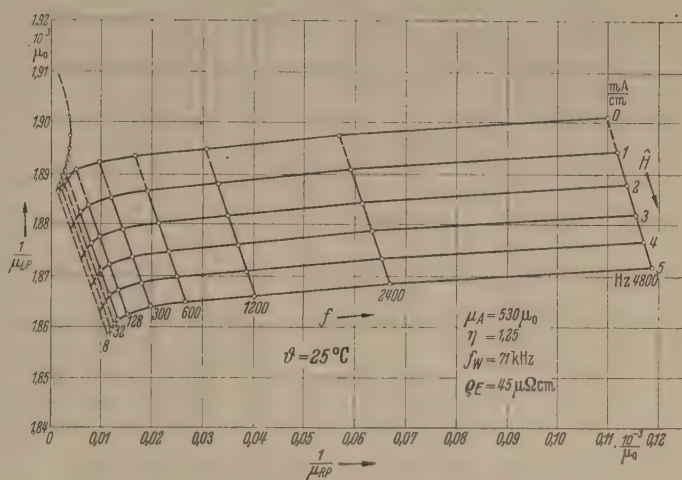


Abb. 11. Kehrwert der komplexen Permeabilität von Blech Nr. 1 bei Zimmertemperatur.

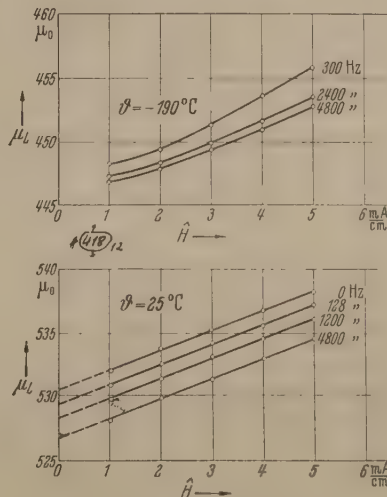


Abb. 12. Die gemessene Abhängigkeit der Induktivitätspermeabilität von der Feldstärke von Blech Nr. 1 bei Zimmertemperatur.

Die gemessene Abhängigkeit der Induktivitätspermeabilität von der Feldstärke von Blech Nr. 1 bei -190°C .

Damit wird

$$y = (1 + \eta) \left[1 - A_0 \cdot \frac{\frac{1}{2} \sin 2\frac{\eta}{a} - \frac{\eta}{a}}{\frac{\eta}{a} \cdot \sin^2 \frac{\eta}{a}} \right] \quad (28)$$

Wir sehen an Abb. 9: Für große α erhalten wir eine Nachwirkung, die mit steigender Feldstärke in einem weiten Feldstärkebereich immer größer wird. Für mittlere α wird die Nachwirkung im gleichen Bereich zunächst größer, wird aber später wieder kleiner. Für kleine α nimmt die Nachwirkung mit steigender Feld-

stärke sehr rasch ab und nähert sich asymptotisch der Geraden $y = 1 + \eta$.

Abb. 10 zeigt Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$, die nach Gl. (23) für verschiedene Größen von h_{Nachw} berechnet wurden. Wenn wir sie mit den gemessenen Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$ in Abb. 5 vergleichen, finden wir befriedigende Übereinstimmung; Schwierigkeiten macht die Berücksichtigung der Verschiebung der einzelnen Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$ durch die JORDAN-Nachwirkung und die Abschätzung der Größe von x_0 . Die JORDAN-Nach-

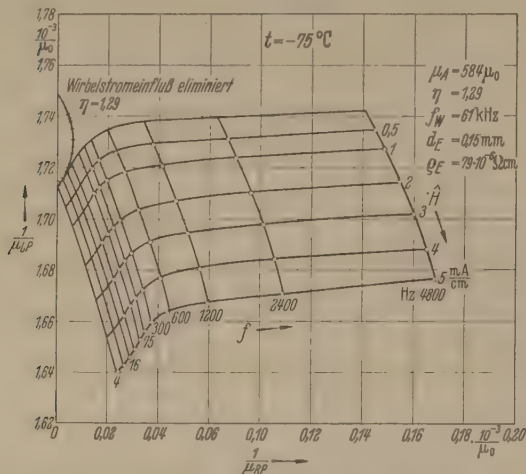


Abb. 13. Kehrwert der komplexen Permeabilität von Blech Nr. 5 bei -75°C .

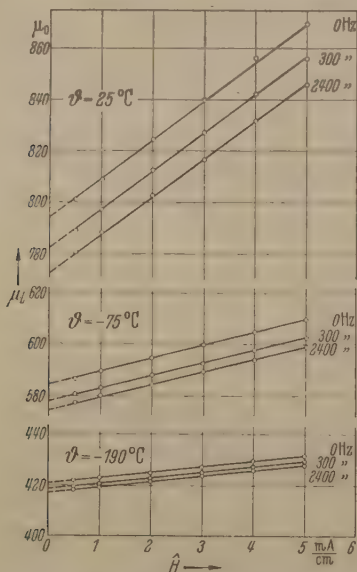


Abb. 14. Die gemessene Abhängigkeit der Induktivitätspermeabilität von der Feldstärke von Blech Nr. 5 bei $+25^\circ\text{C}$, -75°C , -190°C .

wirkung kann durch Messung der komplexen Permeabilität bei verschiedenen anderen Temperaturen bestimmt werden, bei denen keine andere Nachwirkung auftritt, so daß eine Abschätzung der Größe der Verschiebung bei der betreffenden Temperatur möglich ist. Man kann weiterhin x_0 theoretisch leicht abschätzen aus der Wanddicke, aber da zur Bestimmung der einzelnen Auslenkungen die Richtungen und die Oberflächen der einzelnen Wände bekannt sein müssen, gelingt es nicht, die Grenzfeldstärke, bei der $x > x_0$ wird, theoretisch zu berechnen.

Bei der Herleitung der Gl. (23) haben wir zugrundegelegt, daß für ein Material, in dem keine Relaxationen

auftreten, die RAYLEIGH-Beziehung gültig ist. kann nun die Frage aufwerfen, wie weit die gro Abweichungen vom RAYLEIGH-Gesetz auf relaxierte Vorgänge zurückgeführt werden können. Als Beispiel hierzu betrachten wir die Abb. 11 bis 14.

Das Blech Nr. 1, das bei -70°C die feldstärkeabhängige Nachwirkung und — damit verbunden — die stark gekrümmten Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$ zeigt, sitzt bei Zimmertemperatur in dem betrachteten Frequenzbereich nur noch JORDAN-Nachwirkung. Nun ist diese Nachwirkung feldstärkeunabhängig. Wenn also die RAYLEIGH-Beziehung gültig ist, müssen die Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$ mit der Frequenz als Parameter bei Zimmertemperatur zueinander parallel Geraden sein. Abb. 11 zeigt den Kehrwert der komplexen Permeabilität für das Blech Nr. 1 bei Zimmertemperatur. Man sieht die Feldstärkeunabhängigkeit der JORDAN-Nachwirkung. Abb. 12 zeigen nun die Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$ mit verschiedenen Frequenzen als Parameter: Wir sehen, die Kurven sind bei Zimmertemperatur parallele Geraden, d. h. also, daß für dieses Material bei Zimmertemperatur das RAYLEIGH-Gesetz gültig ist und daß die Abweichung davon bei -75°C höchstwahrscheinlich auf die neuartige Nachwirkung zurückgeführt werden kann. Abb. 12 zeigt weiterhin die Permeabilität als Funktion der Feldstärke bei -190°C . Hier treten, obwohl die JORDAN-Nachwirkung vorhanden ist, etwas gekrümmte Kurven $\mu_{LR} = f(\hat{H})$, d. h. Abweichungen vom RAYLEIGH-Gesetz auf. Da aber im Temperaturgebiet unterhalb dieser -70°C -Nachwirkung Desakkommodation auftreten sollte analog wie bei der RICHIE-Nachwirkung, könnte diese Abweichung durch Desakkommodation erklärt werden.

Abb. 13 zeigt den Kehrwert der komplexen Permeabilität für eine 36% Ni-haltige Fe-Ni-Legierung bei -75°C . Die Fe-Ni-Bleche, die ein γ -Gitter besitzen, zeigen im Temperaturgebiet von -190°C bis zur Zimmertemperatur nur feldstärkeunabhängige JORDAN-Nachwirkung. Damit müssen die Kurven $\mu_{LR} = f(H)$ wieder parallele Geraden sein. Abb. 14 zeigt die gemessenen Kurven: Das RAYLEIGH-Gesetz ist also im ganzen Temperaturgebiet gültig.

Die physikalische Erklärung der -70°C -Nachwirkung mit ihrer sehr kleinen Aktivierungsenergie von $7500 \frac{\text{cal}}{\text{mol}} \left(= 0,3 \frac{\text{eV}}{\text{Atom}} \right)$ steht noch aus. WIJN hat ebenfalls Nachwirkungen mit Aktivierungsenergien zwischen 0,1 und 0,4 eV pro Atom gefunden. Das Material war allerdings ein Ferrit, in dem als die von WIJN angenommene Elementarakt die Ablösung eines Elektrons von einem Ferro-Ion denkbar ist. Diese Ablösarbeit liegt in der beobachteten Größenordnung. Bei Ferriten kann diese Ablösarbeit an der Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes von der Temperatur gesehen werden. Man könnte sich vielleicht analog dazu in ferromagnetischen Metallen denken, daß ein Kollektiv von Elektronen sich in die Einlagerungsplätzen des α -Gitters ansammelt, und dann als Gesamtheit ähnlich den Einlagerungsatomen diffundiert.

Zusammenfassung.

Im Rahmen der Untersuchungen der Relaxationsvorgänge in ferromagnetischen Blechen wurde bei Legierungen mit α -Gitterstruktur (Fe- und Fe-Ni-

erungen) im Temperaturgebiet um -70°C eine er unbekannte Nachwirkung gefunden; sie hat bestimmte Aktivierungsenergie, die $7500 \frac{\text{cal}}{\text{mol}}$ oder $\frac{eV}{\text{Atom}}$ beträgt. Die komplexe Permeabilität eines en Materials bei -75°C zeigt einen neuartigen auf; die Nachwirkung ist stark feldstärkeabhängig zwar nimmt ihre Größe mit steigender Feldstärke Sie ist unabhängig vom Siliziumgehalt, Ein- rungsatome spielen nur eine kleine Rolle.

auf Grund des Verlaufs der komplexen Per- mibilität wird ein formales physikalisches Modell ickelt, das gestattet, die Feldstärkeabhängigkeit er Nachwirkung zu erklären. Es wird gezeigt, zwischen der Nachwirkung und dem Anstieg der neabilität mit der Feldstärke ein enger Zusammen- g besteht. Die gerechnete Feldstärkeabhängigkeit ermeabilität wird mit der gemessenen verglichen, ei sich gute Übereinstimmung ergibt.

Die elektrischen Eigenschaften dünner aufgedampfter Silberschichten bei 3000 MHz.

Von FRIEDRICH J. TISCHER, Stockholm.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 19. Juni 1953.)

vorliegende Arbeit hat den Zweck, die für den ehgang elektromagnetischer Wellen maßgeblichen erialeigenschaften dünner im Vakuum aufgedampf- überschichten im Mikrowellengebiet zu bestimmen. rtige Metallschichten werden in diesem Frequenz- et häufig zur Herstellung von Dämpfungsgliedern Abschlusßwiderständen usw. benützt.

Wir gehen von den MAXWELLSchen Gleichungen und behandeln das Eindringen ebener Wellen in it elektrischen Verlusten behaftetes Medium. Es ben sich bekanntlich gedämpfte ebene Wellen, n Feldstärkekomponenten, Fortpflanzungskon- te und Wellenwiderstand durch folgende Glei- ungen gegeben sind:

$$E_y = E_0 \cdot e^{-i\gamma x}; \quad H_z = \frac{\gamma}{\omega\mu} \cdot E_0 \cdot e^{-i\gamma x}; \quad (1)$$

$$\gamma = \omega \sqrt{\varepsilon' \cdot \mu}; \quad (2)$$

$$Z_0 = \frac{|E_y|}{|H_z|} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \quad (3)$$

komplexe elektrische Materialkonstante ist

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r + \frac{\sigma}{i\omega}, \quad (4)$$

magnetische $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$

n Metallen kann der Verschiebungsstrom vernach- gt werden, so daß $\varepsilon' \approx -i \frac{\sigma}{\omega}$ ist, wobei sich für

$$\gamma = \alpha - i\beta = (1 - i) \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (5)$$

$$Z_0 = (1 + i) \cdot \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} \Omega \quad (6)$$

ot. Aus der Dämpfungskonstanten β erhalten wir Eindringtiefe;

$$d_i = \frac{1}{\beta} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \quad (7)$$

Ich danke der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* und den Firmen *Vakuumschmelze* und *Siemens & Halske*, die mir durch Bereitstellung von Geräten und Materialien diese Arbeit ermöglicht haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. FELDTKELLER, der die Anregung zu dieser Arbeit gegeben und sie durch wertvolle Diskussionen sehr ge- fördert hat.

Literatur. [1] FELDTKELLER, R., H. WILDE u. G. HOFF- MANN: Z. angew. Phys. **3**, 401 (1951). — [2] WILDE, H.: AEÜ **6**, 354 (1952). — [3] FELDTKELLER, R.: Spulen u. Über- trager, Band I. Hirzel-Verlag, Stuttgart 1949. S. 70 u. 82. — [4] FELDKELLER, R.: Frequenz **3**, 229 (1949) und **4**, 129 (1950). — [5] KERSTEN, M.: Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysteresis und der Koerzitivkraft. Hirzel: Leipzig 1943. — [6] NÉEL, L.: J. de Physique et le Radium **13**, 249 (1952). — [7] NÉEL, L.: Ferromagn. et Antiferromagn., Colloquium internationaux XXVII, Grenoble, Juli 1950. — [8] WILYN, H. P. J.: Magnetic Relaxation and Resonance Phenomena in Ferrites, Laboratoria N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Separat 2092.

Dipl.-Phys. GÜNTHER SORGER,
Institut für Nachrichtentechnik der T. H. Stuttgart.

Wenn wir die spezifische Leitfähigkeit σ relativ auf diejenige von massivem Silber σ_{Si} beziehen, erhalten wir

$$d_i = 1,16 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{\sigma_{Si}}{\sigma}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\mu_r}} \cdot \sqrt{\frac{3}{f[\text{GHz}]}} m, \quad (8)$$

und

$$Z_0 = (1 + i) \cdot 0,014 \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{Si}}{\sigma}} \cdot \sqrt{\mu_r} \cdot \sqrt{\frac{f}{3}} \Omega. \quad (9)$$

Bei dem Übergang von Luft in die Metallschicht wird ein Teil der Welle reflektiert, wobei der Reflektions- faktor für $f = 3 \text{ GHz}$ den Wert

$$\rho = -1 + (1 + i) \cdot a \quad (10)$$

mit

$$a = 0,743 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_{Si}}{\sigma}} \quad (11)$$

hat, wobei $a \ll 1$. Die Abnahme der Feldstärkeampli- tude im Metall längs der Strecke d (gemessen in Ångström) erfolgt exponentiell mit dem Dämpfungs- exponenten

$$\beta d = \frac{d[\text{\AA}]}{11.600} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_{Si}}}. \quad (12)$$

Bei nicht vernachlässigtem Verschiebungsstrom in dem Medium der Schicht müssen wir σ durch

$$\sigma \rightarrow \sigma \left(1 + \frac{i\omega\varepsilon}{\sigma} \right)$$

ersetzen, wobei mit

$$q = |q| \cdot e^{i\varphi} = \sqrt{1 + \frac{i\omega\varepsilon}{\sigma}}, \quad (13)$$

$$\beta \rightarrow \beta \cdot |q| \cdot e^{i\varphi}$$

und

$$a \rightarrow \frac{a}{|q|} \cdot e^{-i\varphi}$$

wird. Die Eindringtiefe erhält den Wert

$$d_i' = d_i \cdot \sqrt{\frac{1 + \text{tg } \varphi'}{1 - \text{tg } \varphi}}.$$

Die Wellenausbreitung durch die Schicht wird durch das Wellenschema der Abb. 1 veranschaulicht. Auf der Ausgangsseite liegt Anpassung vor, und es treten keine reflektierten Wellen auf.

Ausgehend von der Eingangswelle h_1 haben die verschiedenen, auftretenden Wellen folgende Werte in den Ebenen A und B:

$$\begin{aligned} A: r_1 &= h_1 \cdot \varrho, \\ r_1' &= -\varrho \cdot \frac{h_1 \cdot (1 - \varrho^2) \cdot e^{-2i\gamma d}}{1 - \varrho^2 \cdot e^{-2i\gamma d}}, \\ h_2 &= \frac{h_1 \cdot (1 + \varrho)}{1 - \varrho^2 \cdot e^{-2i\gamma d}}, \\ B: h_3 &= \frac{h_1 (1 - \varrho^2) \cdot e^{-i\gamma d}}{1 - \varrho^2 \cdot e^{-2i\gamma d}}. \end{aligned}$$

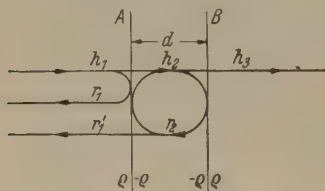


Abb. 1. Wellenreflexion an einer Schicht.

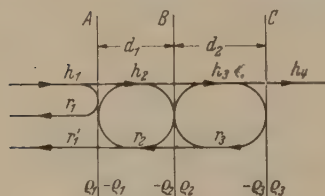


Abb. 2. Wellenreflexion an einer Doppelschicht.

Für den totalen Reflexionsfaktor ϱ_{ein} am Eingang und den Übertragungsfaktor τ ergibt sich

$$\varrho_{ein} = \varrho \cdot \frac{1 - e^{-2i\gamma d}}{1 - \varrho^2 \cdot e^{-2i\gamma d}} \quad (14)$$

und

$$\tau = \frac{(1 - \varrho^2) \cdot e^{-i\gamma d}}{1 - \varrho^2 \cdot e^{-2i\gamma d}}. \quad (15)$$

Wir können weiter ϱ aus Gl. (10) und für den Ausbreitungsfaktor $e^{-2i\gamma d}$ eine Vereinfachung einführen;

$$e^{-2i\gamma d} \approx 1 - (1 + i) m, \quad (16)$$

wenn

$$m = \frac{2d}{11.600} \sqrt{\frac{\sigma}{\sigma_{Si}}} \ll 1; \quad (d \text{ in } \text{\AA}) \quad (17)$$

ist, und erhalten für

$$|\varrho_{ein}| \approx 1 - \frac{2a}{m} = 1 - \Delta\varrho \quad (18)$$

und

$$|\tau| \approx \frac{2a}{m}. \quad (19)$$

An Stelle des Reflexionsfaktors ϱ_{ein} können wir auch die Welligkeit SWV angeben;

$$SWV = \frac{1 + |\varrho_{ein}|}{1 - |\varrho_{ein}|} \approx \frac{2}{\Delta\varrho} = \frac{m}{a}. \quad (20)$$

Aus Gl. (19) ergibt sich, daß das Produkt $SWV \cdot |\tau|$ von der Dicke der Schicht und den Materialkonstanten unabhängig ist;

$$|\tau| \cdot SWV \approx 2. \quad (21)$$

Mit der Dicke der Schicht d und den Zahlenwerten erhalten wir

$$\frac{a}{m} = \frac{0,43 \cdot \frac{\sigma_{Si}}{\sigma}}{d}; \quad (d \text{ in } \text{\AA}).$$

Aus der Dicke der Schicht und dem Reflexionsfaktor oder Übertragungsfaktor können wir die Leitfähigkeit σ relativ zu σ_{Si} bestimmen, wobei Gl. (21) eine Kontrolle für die Richtigkeit der Messungen darstellt.

Zur Kontrolle wollen wir den Einfluß eines Verschiebungsflusses im Schichtmedium untersuchen, bei ein komplexer Faktor q entsprechend Gl. (13) eingeführt werden muß. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich

$$SWV \approx \frac{|q|^2}{\frac{a}{m} \cos \psi},$$

$$|\tau| \approx 2 \frac{a}{m} \cdot \frac{1}{|q|^2}$$

und

$$SWV \cdot |\tau| \approx \frac{2}{\cos \psi}.$$

Ein Blindanteil der komplexen Leitfähigkeit würde sich dabei in einer Erhöhung des Produktes SWV gegenüber Gl. (21) ausdrücken.

Weiter muß festgestellt werden, in welchem Maße die Glimmerscheibe ($\epsilon_r = 6$), auf der die Metallschicht auf gedampft ist, den Reflexions- und Übertragungsfaktor verändert. Abb. 2 zeigt schematisch die hin- und rücklaufenden Wellen durch die Doppelschicht. Die an den Trennflächen auftretenden Reflexionsfaktoren haben die Werte:

$$\left. \begin{aligned} \varrho_1 &= -1 + (1 + i) \cdot a, \\ \varrho_2 &= -1 + (1 + i) \cdot 2,45 \cdot a, \\ \varrho_3 &= -0,42. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

In vorliegendem Falle genügt es, die Größen einiger charakteristischer Wellen mit und ohne Glimmerschicht zu vergleichen, um deren Einfluß überblicken zu können. Wir betrachten z. B. die in der Metallschicht rücklaufende Welle r_2 , die von einem angenommenen resultierenden Reflexionsfaktor ϱ_2' herrührt. hat den Wert

$$\varrho_2' = \varrho_2 + \varrho_3 \frac{1 - \varrho_2^2}{1 + \varrho_2 \cdot \varrho_3}, \quad (23)$$

wenn die elektrische Dicke der Glimmerschicht sehr klein gegenüber λ ist. Mit den Werten der Gleichung (24) erhalten wir

$$\varrho_2' = -1 + (1 + i) \cdot a$$

oder denselben Wert, wie ohne Berücksichtigung der Glimmerscheibe. Da in der Glimmerscheibe keine Leistung verbraucht wird, verändert auch der Übertragungsfaktor seine Größe nicht.

Für die Messung wurde auf rotationssymmetrischen Glimmerscheiben Silberschichten verschiedener Dicken im Vakuum aufgedampft. Gleichzeitig mit jeder Messung für eine bestimmte Dicke wurden zwei Probestellen auf der Glimmerscheibe die Gewichts- und optische Dickenmessung mit Silber aufgelegt und gewogen bzw. gemessen. Die Dauer der Verdampfung, die jedesmal unter gleichen Bedingungen erfolgte, wurde auf Grund der laufenden Messung des Widerstandes einer auf einem speziellen Widerstandselement gleichzeitig aufgedampften Schicht bemessen.

Tabelle 1 *Meßergebnisse.*

	1	2	3	4	5	6
he Dickenmessung d [Å]	170	220	300	350	600	1500
ht der Silberschicht gem. [mg/cm²]	0,014	0,017	0,023	0,028	0,033	
ht aus Dickenmessung [mg/cm²]	0,018	0,027	0,03	0,038	0,066	
Widerstand $R \cdot 20,2/d$ [Ω]	0,118	0,092	0,067	0,0575	0,0337	0,0135
sener Widerstand [Ω]	0,94	0,88	0,33	0,21	0,08	0,025
aus Gleichstrom	8	9,5	5	3,6	2,4	1,8
igkeit SWV gemessen	40	50	105	170	323	
ragungsfaktor $ \tau $	0,04	0,0335	0,0171	0,009	0,004	
$k_{\text{kor.}} = SWV_{\text{gem.}} \cdot SWV_0 / (SWV_{\text{gem.}} + SWV_0)$	42	52,5	117	200	475	
$k_{\text{kor.}} \cdot \tau $	1,75	1,76	2	1,8	1,9	
aus HF-Messung	9,5	9,8	6	4,1	3	

n der Folge wurde der Gleichstromwiderstand, der
xionsfaktor und Übertragungsfaktor bei 3 GHz
(Hz) in einem an eine koaxiale Meßleitung an-
schlossenen Meßkopf gemessen, wobei der Ausgang
paßt war. Besonderer Wert wurde auf guten
ontakt zwischen Schicht und Koaxialsystem gelegt.
arakteristische Meßwerte der verschiedenen Serien

stromwiderstand, wobei sich ergibt, daß das Produkt
 $SWV \cdot |\tau|$ ungefähr den Wert 2 hat, sodaß die Mate-
rialkonstanten σ als reell angesehen werden können.

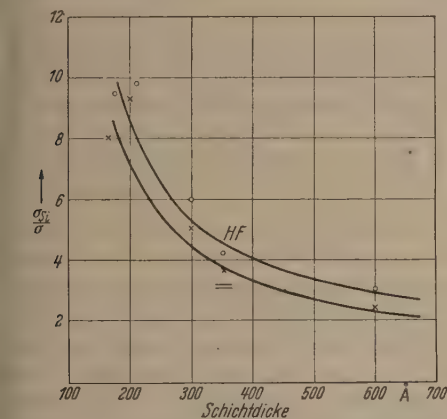


Abb. 3. Abnahme der spezifischen Leitfähigkeit dünner aufgedampfter Silberschichten.

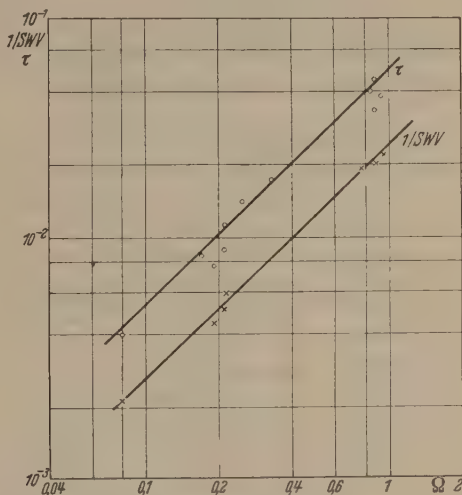


Abb. 4. Welligkeit SWV und Übertragungsfaktor abhängig vom Gleichstromwiderstand der Schicht.

in der Tabelle zusammengestellt. Die Messungen
en, daß der spezifische Widerstand dünner Schich-
ein Vielfaches desjenigen des vollen Materials ist.
treibt bei zunehmender Dicke einem Grenzwert zu.
. 3 zeigt dieses Verhalten. Der Grenzwert konnte
en ungenügender Genauigkeit der vorhandenen
einrichtung nicht festgestellt werden, doch ergab
grobe Messung des Reflexionsfaktors einer auf
galvanisch versilberte Fläche aufgedampften Sil-
schicht eine ungefähre Erhöhung des spezifischen
erstandes mit dem Wert $\rho/\rho_{Si} \approx 2$. Wenn man
Grund der optischen Dickenmessung den Flächen-
erstand einer Schicht mit der gleichen Dicke be-
net und mit dem tatsächlichen gemessenen Gleich-
m-Widerstand vergleicht, ergibt sich ungefähr
elbe Faktor für die Erhöhung des spezifischen Wi-
tandes, wie aus der Messung des Reflexionsfaktors
Grund der Gl. (22).

Abb. 4 zeigt die gemessenen Werte des Reflexions-
Übertragungsfaktors abhängig von dem Gleich-

Zusammenfassung.

Es wird die Wellenausbreitung durch dünne Silber-
schichten, die mittels Verdampfung im Vakuum auf
einem Glimmerträger hergestellt werden, untersucht.
Eindringtiefe, Reflexions- und Übertragungsfaktor
werden behandelt, und festgestellt, wie deren Werte
durch einen dielektrischen Verschiebungsfluß im
Schichtmedium und durch den Glimmerträger ver-
ändert werden. Die abgeleiteten Werte für den Re-
flexions- und Übertragungsfaktor werden mit den ge-
messenen Werten verglichen und daraus die Material-
konstanten bestimmt.

Den Herren civ. ing. M. FEHRM und Prof. E. LÖFGREN
möchte ich für die Unterstützung der Arbeit und Herrn
Dipl.-Ing. W. RIESE für die Herstellung der Schichten
und die Durchführung vieler Messungen danken.

Dr. FRIEDRICH J. TISCHER
Stockholm, Runebergsgatan 6.

Direktbestimmung von Molekulargewichten von Gasen und Dämpfen im Druckbereich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr.

Von HEINZ KOLLMANNSPERGER.

(Aus dem Physikalischen Institut der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz.)

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 6. Juni 1953).

In zunehmendem Maße werden zu physikalischen Untersuchungen hochvakuumtechnische Arbeitsverfahren angewendet, wobei häufig eine genaue Kenntnis des Molekulargewichts der Gasphase erforderlich ist. Bisher bestimmte man diese Größe — abgesehen von der sehr großen Aufwand erfordernden massenspektroskopischen Methode — rechnerisch aus einer Druckbestimmung und der Ermittlung der inneren Reibung bzw. der Wärmeleitung des betreffenden Gases. Dieses Verfahren konnte in der Praxis wegen der sehr hohen Fehler nur wenig Bedeutung gewinnen.

Aus diesem Grund wurde ein Meßverfahren ausgearbeitet, mit dem Molekulargewichte im Druckbereich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr direkt, druckunabhängig und mit einer Genauigkeit von $\pm 3\%$ in weniger als 30 Sekunden bestimmt werden können.

I. Prinzip des Verfahrens.

Die Möglichkeit, Molekulargewichte direkt zu bestimmen, konnte in der Weise verwirklicht werden, daß auf einen mit schräggestellten Prallflächen versehenen Zylinder (s. Abb. 1) gleichzeitig ein Drehmoment durch den thermischen Molekulardruck und ein Drehmoment durch die Gasreibung ausgeübt wird.

Das thermische Drehmoment ist durch die von zwei verschiedenen temperierten zylindrischen Flächen (s. Abb. 1) und damit mit verschiedenen Geschwindigkeiten auf die Prallflächen des Meßsystems auftreffenden Moleküle hervorgerufen und wurde von KLUMB und SCHWARZ [2] zur Druckmessung benutzt. Es hängt nach KNUDSEN [3] und

WEBER [4] für den Fall, daß die mittlere freie Weglänge größer als die Systemdimensionen ist, linear vom herrschenden Gasdruck P_0 , der Wurzel aus dem Quotienten der absoluten Temperaturen T_1 und T_2 beider Zylinder, dem Radius r und der Länge l der Aufhängefäden, der Fläche F und dem Anstellwinkel α der Prallflächen des Meßsystems, dem Radius d des Meßsystems sowie dem Akkomodationskoeffizienten ab. Die Abhängigkeit des thermischen Drehmoments von obigen Größen läßt sich durch den Zusammenhang darstellen:

$$D_{\text{therm}} = a(l; r; d; \alpha; F; A) \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right) p_0.$$

Wird mit steigendem Druck die mittlere freie Weglänge kleiner als die Systemdimensionen, so steigt das thermische Drehmoment nicht mehr linear mit dem Druck an und geht von einem bestimmten Druckwert, der vom Wirkungsquerschnitt und dem Molekulargewicht des Gases abhängt, wieder gegen Null.

Das Gasreibungsdrehmoment ist durch einen das Meßsystem rotierenden Zylinder hervorgerufen, hängt, solange die mittlere freie Weglänge groß gegen Systemdimensionen ist, linear vom Druck P_0 , der Umdrehungsgeschwindigkeit N des Zylinders, dem Molekulargewicht M des Gases, sowie von den Systemdimensionen ab. Durch den sog. Gleitungskoeffizienten wird die Möglichkeit berücksichtigt, daß nicht alle Moleküle, die auf die rotierende Wand aufprallen, die volle Umdrehungsgeschwindigkeit erhalten. Ist die Rotationsgeschwindigkeit des Zylinders klein gegen die thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle, so läßt sich die Abhängigkeit des Drehmoments von obigen Größen durch den Ausdruck darstellen:

$$D_{\text{Reib}} = b(l; r; d; \alpha; F; R; i) \sqrt{\frac{M}{T_2}} N \cdot p_0.$$

Wird mit steigendem Druck die freie Weglänge kleiner als die Systemdimensionen, so wird das Drehmoment vom Druck unabhängig und behält einen konstanten Wert bei. Ähnliche Anordnungen wurden von DUMAS [5] und TIMIRIAZEFF [6] zur Druckbestimmung bzw. zur Bestimmung von Gleitungskoeffizienten benutzt.

Das gleichzeitige Einwirken des thermischen und des Gasreibungsdrehmoments auf das Meßsystem konnte in der Weise erreicht werden, daß der Außenzylinder durch ein magnetisches Drehfeld in Rotation versetzt wird, der das Gasreibungsdrehmoment hervorruft und gleichzeitig als kälterer Zylinder zur Bestimmung des thermischen Drehmoments benutzt wird.

Je nach den Versuchsbedingungen ergeben sich dann folgende Meßmöglichkeiten:

1. Druckunabhängige, direkte Molekulargewichtsanzeige durch Kompensation des thermischen und des Gasreibungsdrehmoments bei konstanter Temperaturdifferenz der Zylinder.

Wie man durch Gleichsetzen der Ausdrücke für das thermische und des Gasreibungsdrehmoments erkennen kann:

$$D_{\text{therm}} = D_{\text{Reib}} = a \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1 \right) p_0 = b \sqrt{\frac{M}{T_2}} \cdot N \cdot p_0$$

$$\sqrt{M} \cdot N = \frac{a}{b} \left(\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2} \right) = C$$

($T_1, T_2 = \text{const}$; therm. Geschw. der Moleküle \gg Geschw. durch Umdrehung von Zylinder)

ist für diese Versuchsbedingungen zu erwarten:

a) Druckunabhängige Molekulargewichtsbestimmung, solange die freie Weglänge groß gegen die Systemdimensionen ist. Bei höheren Drucken, bei denen die Bedingung nicht mehr gegeben ist, ist auch keine druckabhängige Molekulargewichtsbestimmung möglich. Wie schon erwähnt, geht das thermische Drehmoment

ient bei größer werdendem Druck von einem imalwert, der vom Molekulargewicht und dem ungsquerschnitt abhängt, wieder gegen Null, end das Gasreibungsdrehmoment sich einem kon- ten Wert nähert. Die Drehzahl zur Kompensa- die unter obengenannten Versuchsbedingungen kt das Molekulargewicht angibt, wird mit steigen- Druck kleiner und ist kein Maß für das Moleku- gewicht mehr.

) Direktablesung des Molekulargewichts; außer Drehzahl, die gemessen wird und dem zu bestim- den Molekulargewicht sind keine sonstigen Be- mungsstücke mehr vorhanden. Der Drehzahl- er kann bei konstant gehaltener Temperaturdif- iz der Zylinder direkt in Molekulargewicht geeicht en.

) Willkürliche Einstellung verschiedener Meß- iche für den Molekulargewichtsbereich des Geräts h Wahl geeigneter Temperaturdifferenzen der Zy- er bei sonst konstant gehaltenen Gerätedaten.

) Wegfall des Einflusses der Systemdaten auf den bereich des Molekulargewichtsmessers. Außer dem ellwinkel der Prallflächen wirken sich alle Ände- ren der Systemdaten im gleichen Maße wie auf das reibungsdrehmoment aus. Lediglich die Meß- uigkeit erfährt dadurch eine Beeinflussung.

Wie später gezeigt wird, hat das Verhältnis von omodationskoeffizient zu Gleitkoeffizient mit großer Wahrscheinlichkeit einen konstanten Wert übt deshalb keinen Einfluß auf die Molekular- chtebestimmung aus.

Druckabhängige, indirekte Molekulargewichts- mung durch konstante Drehzahl des Außen- anders und konstante Temperaturdifferenz der de.

Wie man aus den Ausdrücken für das thermische das Gasreibungsdrehmoment leicht erkennt, kann obigen Versuchsbedingungen das resultierende imoment bei bekanntem Druck zur Errechnung Molekulargewichts des Gases benutzt werden. Bei die Möglichkeit, den Druck im Gerät immer auf and demselben Wert zu halten, so kann in diesem das resultierende Drehmoment direkt als Maß für Molekulargewicht genommen werden. Im all- einen ist die obengenannte Bestimmungsmethode en unvermeidbarer Druckschwankungen jedoch ungenau und wurde deshalb in dieser Arbeit nicht er verfolgt.

. Druckbestimmung mit dem Gerät.

Wie aus der Beschreibung der Wirkungsweise des ts hervorgeht, besteht die Möglichkeit, auf zwei n Druckbestimmungen durchzuführen:

) Molekulargewichtsunabhängige Druckbestim- g. Wird der Außenzylinder nicht in Rotation versetzt, irkt das Gerät bei konstanter Temperaturdifferenz Zylinder als thermisches Molekularmanometer und önnen somit molekulargewichtsunabhängige Druck- sungen durchgeführt werden.

b) Molekulargewichtsabhängige Druckbestimmung. Beträgt die Temperaturdifferenz der Zylinder l, so ist bei konstanter Umdrehungszahl des Außen- anders das Gasreibungsdrehmoment ein Maß für den ck.

II. Experimenteller Teil.

1. Konstruktion des Geräts.

Abb. 2 zeigt eine halbschematische Darstellung des Geräts zur Molekulargewichtsbestimmung. Ein in Außenluft rotierender Elektromagnet versetzt einen im Vakuum befindlichen Permanentmagneten und damit den mit diesem fest verbundenen, auf zwei Kugel-

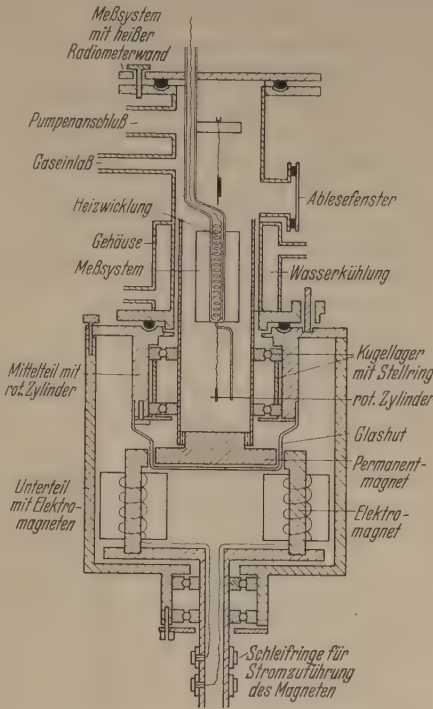


Abb. 2. Halbschem. Darstellung des Geräts zur Molekulargewichtsbestimmung.

lagern befestigten kalten Zylinder (10 mm Ø) in Drehung. Durch eine Wasserkühlung am Gehäuse, die sich nur 1/10 mm von diesem befindet, wird für eine hinreichend gleichmäßige Temperierung des Zylinders für die kurze Zeit der Messung (ca 30 sec) gesorgt. Das Meßsystem (6 mm Ø) ist an einer Kupferkapillare (3 mm Ø) in Spannbandaufhängung befestigt. Sie wird durch eine Heizwicklung am unteren Ende geheizt und bildet somit gleichzeitig den heißen Zylinder. Über einen Einlaß- und Pumpstutzen können die zu untersuchen- den Gase in das Gerät ein- oder ausgelassen werden. Durch ein Ablesefenster und einen Spiegel läßt sich zur Feststellung der Gleichheit von thermischem und Gasreibungsdrehmoment bzw. zur Bestimmung der beiden Drehmomente selbst eine Lichtmarke auf eine Skala projizieren.

2. Versuchsanordnung.

Zur Prüfung der druck- unabhängigen und direkten Molekulargewichtsanzeige sowie zur Untersuchung der Abhängigkeit des thermi- schen und des Gasreibungsdrehmoments vom Druck für verschiedene Gase wurde, wie aus Abb. 3 ersicht- lich, das Gas über ein Feinreguliertventil in das Ge- rät eingelassen und von einer Öldiffusionspumpe ab- gesaugt.

Ein Mac-Leod-Manometer diente zur gelegent- lichen Druckkontrolle bei der Molekulargewichts- bestimmung sowie als Druckvergleich bei der Unter-

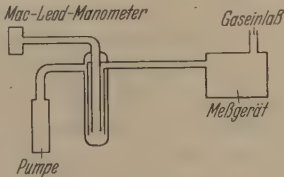


Abb. 3. Schem. Darstellung der Versuchsanordnung.

suchung der Abhängigkeit Drehmoment/Druck. Die Verwendung eines Mac-Leod-Manometers hat den Vorteil, daß die Druckanzeige von Akkomodations- und Gleitungs-koeffizient unabhängig ist und somit den eventuellen Einfluß dieser Koeffizienten auf das thermische und Gasreibungsdrehmoment erkennen läßt. Bei kondensierbaren Gasen ist allerdings der Druckbereich zu höheren Drucken hin begrenzt. Dieser Grenzdruck ist dadurch gegeben, daß zur Vermeidung von Kondensationen der Druck vor der Kompression im Mac-Leod-Manometer so klein sein muß, daß während der Kompression bis zum Ablesen des Druckes der Dampfdruck der flüssigen Phase des Gases bei der betreffenden Temperatur nicht erreicht werden kann. Für sämtliche Gase wurde deshalb sowohl der Grenzdruck wie auch eventuelle Abweichungen, die durch das nicht ideale Verhalten der Dämpfe hervorgerufen sein können, errechnet. Kontrollmessungen mit einem thermischen Molekularmanometer dienten zum Einhalten der Grenze des Meßbereichs des Mac-Leod-Manometers.

Sämtliche Untersuchungen wurden wegen der Reinhaltung der zu untersuchenden Gase während eines stationären Strömungsvorgangs durchgeführt. Die Untersuchung von organischen Dämpfen und der Druckvergleich mit einem Mac-Leod-Manometer verbieten ein Ausfrieren der Hg-Dämpfe des Mac-Leod-Manometers. Wie an Molekulargewichtsbestimmungen bei ausgefrorenen und nicht ausgefrorenen Hg-Dämpfen an permanenten Gasen erwiesen, verhindert das die Meßapparatur durchströmende Gas eine Verunreinigung der Gasphase im Meßgerät mit Hg. Fehler beim Druckvergleich mit dem Mac-Leod-Manometer in dem stationär strömenden Zustand für Gase mit verschiedenem Molekulargewicht, hervorgerufen durch Diffusionsvorgänge oder verschiedene Sauggeschwindigkeiten der Pumpe, traten im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht auf. Die experimentelle Bestätigung dafür wurde durch Vergleich der Abhängigkeit Druck/Molekulargewicht bei konstanter Temperaturdifferenz der Zylinder des thermischen Molekularmanometers für den Fall der stationär strömenden und der statischen Meßmethode erbracht. Die Gase N_2 , O_2 , Ar und CCl_2F_2 , die, von KLUMB und SCHWARZ [2] und WEISSMANN [7] mit der statischen Meßmethode gemessen, völlige Unabhängigkeit der Druckanzeige vom Molekulargewicht zeigen, ergeben mit der stationär strömenden Meßmethode die gleichen Ergebnisse.

3. Untersuchungsergebnisse:

a) Untersuchung der Druckunabhängigkeit der Molekulargewichtsbestimmung.

Untersucht wurden 14 Gase, darunter 9 organische Dämpfe der Molekulargewichte 28 bis 345.

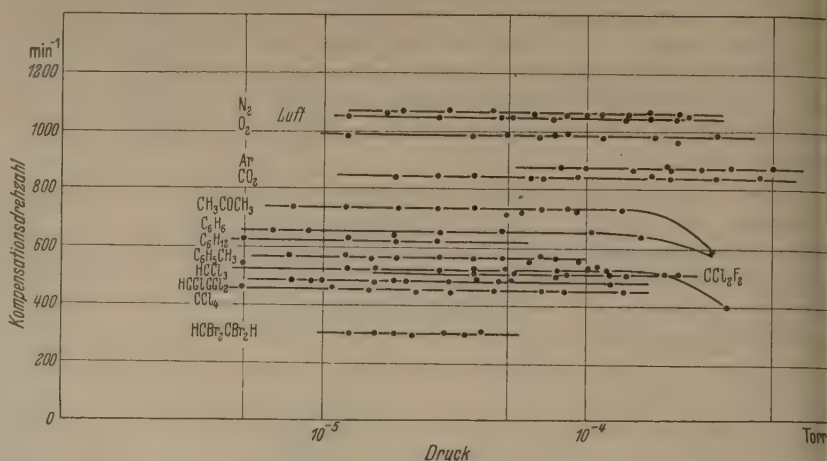


Abb. 4. Abhängigkeit Druck-Kompensationsdrehzahl.

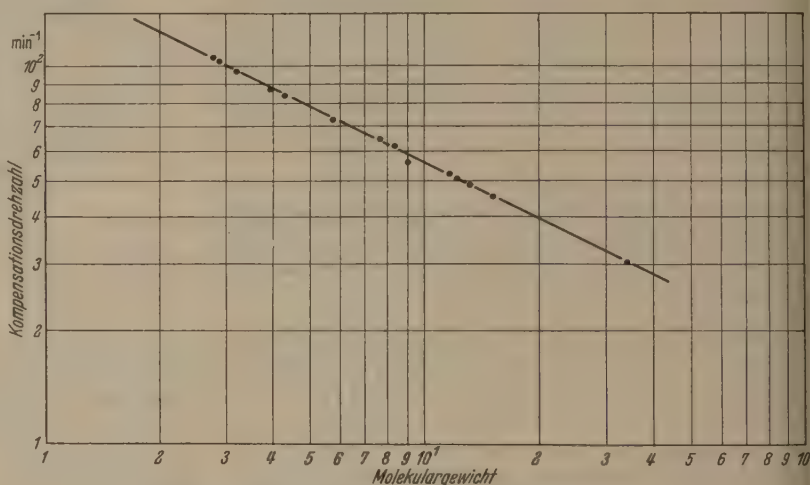


Abb. 5. Abhängigkeit Molekulargewicht-Kompensationsdrehzahl.

Abb. 4 ist zu erkennen, daß die Druckunabhängigkeit der zur Molekulargewichtsbestimmung herangezogenen Kompensationsdrehzahl sehr gut erfüllt ist. Bei höheren Drucken auftretende Abfall der Kompensationsdrehzahl ist durch die hier merklich beginnenden Zusammenstöße der Moleküle untereinander erklärbar (vgl. Seite 416). Die einzelnen Geraden müssen nach der Beziehung $\frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}}$ untereinander verschoben sein. Die prozentuale Abweichung von dieser Bedingung läßt sich besser aus der Darstellung des Molekulargewicht in Abhängigkeit von der Kompensationsdrehzahl erkennen. Die Bedingung $N\sqrt{M} = \text{const}$ stellt logarithmiert eine Gerade mit der Neigung von $26,5^\circ$ dar. Man kann aus Abb. 5 erkennen, daß mit Ausnahme von Toluol die Abweichung von dieser Geraden nicht mehr als $\pm 3\%$ beträgt, was durch die Verwendung von technischem Toluol zu erklären sein dürfte. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen sehr gut die richtige, direkte und druckunabhängige Molekulargewichtsanzeige des Verfahrens. Sie deuten auf ein konstantes Verhältnis von Akkomodation zu Gleitungskoeffizient hin (vgl. Seite 417).

b) Verwendung des Geräts zur Druckbestimmung (Abhängigkeit des thermischen und des Gasreibungsdrehmoments vom Druck).

Untersucht wurden 13 Gase. Bei Verwendung des als thermisches Molekularmanometer war eine von der Unabhängigkeit der Druckanzeige vom Molekulargewicht beim thermischen Molekularmanometer sowie die Abweichungen beim Reibungsmanometer von obengenannter Beziehung sind daher mit sehr großer Wahrscheinlichkeit auf Einflüsse von Akkomodations- und Gleitungs-koeffizienten zurückzuführen. Wie man aus den Tabellen 1 und 2 erkennen kann, hat das Verhältnis dieser Abweichungen im Rahmen der Meßgenauigkeit des Verfahrens den Wert 1. Dieses Ergebnis ist indirekt bereits in der richtigen Molekulargewichtsanzeige des Verfahrens enthalten und deutet auf ein konstantes Verhältnis von Akkomodations- und Gleitungskoeffizient hin.

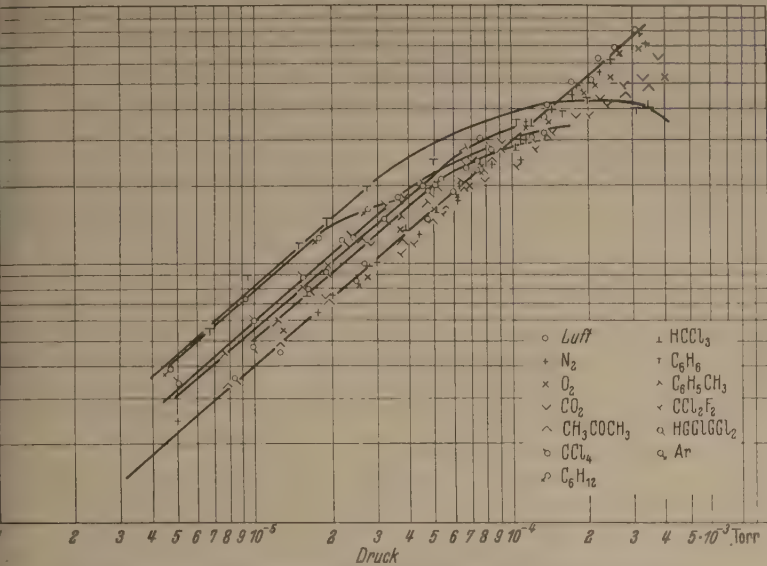


Abb. 6. Abhängigkeit Druck-Ausschlag beim thermischen Molekularmanometer.

temperaturdifferenz von 40° C der beiden Zylinder gestellt, während bei Verwendung als Reibungsmanometer eine konstante Drehzahl von 250 Umdrehungen pro Minute eingestellt war. Abb. 6 zeigt die Ergebnisse. Man erkennt beim thermischen Molekularmanometer, daß für die untersuchten permanenten Gase wie Luft, N₂, O₂, Ar, CO₂, Chloroform, Dichlordifluormethan, Toluol, die Unabhängigkeit der radiometrischen Druckanzeige von der Gasart sehr gut bestätigt wird, während für Benzol, Cyclohexan, Trichloräthylen, Toluol, Tetrachlorkohlenstoff, die Druckanzeige von der Gasart eine Abhängigkeit zeigt, in Tabelle 1 und 2 dargestellt ist. Die gleichen Ergebnisse treten beim Gasreibungsmanometer auf. Hier weichen die Gase Benzol, Cyclohexan, Chloräthylen, Tetrachlorkohlenstoff, Toluol von der beim Gasreibungsmanometer von der Theorie geforderten Beziehung $A_1/A_2 = \sqrt{M_1/M_2}$; ($N; p = \text{const}$) ab. Tabelle 2 gibt Aufschluß über die Größe der Abweichungen.

Tabelle 1.
Faktor der Abweichung gegenüber den Meßwerten der permanenten Gase beim therm. Molekularmanometer.

Gas	Faktor der Abweichung
H ₂	2,0
H ₂	1,9
C ₂ H ₂ Cl ₂	1,3
H ₂ CH ₃	1,4
Cl ₄	1,5

Tabelle 2. Faktor der Abweichung gegenüber den Werten der perm. Gase von der Beziehung $A_1/A_2 = \sqrt{M_1/M_2}$; beim mech. Mol.-Manometer.

Gas	Faktor der Abweichung
C ₆ H ₆	2,2
C ₆ H ₁₂	2,0
HC ₂ Cl ₂ Cl ₂	1,3
C ₆ H ₅ CH ₃	1,4
C ₂ Cl ₄	1,5

Die von der Theorie geforderte Unabhängigkeit der Druckanzeige vom Molekulargewicht beim thermischen Molekularmanometer und die Beziehung $A_1/A_2 = \sqrt{M_1/M_2}$; ($N; p = \text{const}$) beim Gasreibungsmanometer sind unter Vernachlässigung des Akkomodations- und Gleitungskoeffizienten aufgestellt. Die in den Versuchsergebnissen auftretenden Abweichungen

Abweichungen für Benzol für das thermische Molekularmanometer mit zwei anderen Meßmethoden nochmals überprüft.

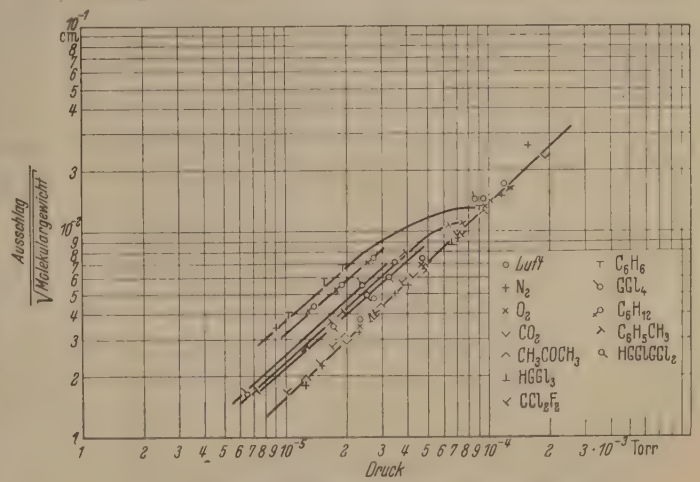


Abb. 7. Abhängigkeit Ausschlag/Molekulargewicht/Druck beim Gasreibungsmanometer.

1. In die Leitung zum Mac-Leod-Manometer wurde direkt am Mac-Leod-Manometer ein zweites thermisches Molekularmanometer angebracht. Die Ausschläge beider Manometer wurden mit dem Mac-Leod-Manometer für die Gase Luft und Benzol verglichen. Da in dem am Mac-Leod-Manometer angeordneten therm. Molekularmanometer noch zusätzlich der Dampfdruck des Quecksilbers herrscht, müssen die Ausschläge auf den Quecksilbergehalt Null umgerechnet werden, was bei bekannter Raumtemperatur leicht möglich ist. Auch hier ist eine Abweichung der Ausschläge von Benzol und Luft um den Faktor 1,8 bis 2,1 zu erkennen. Dieses Ergebnis zeigt, daß die schon vorher gemessenen Abweichungen zwischen Benzol und den permanenten Gasen reell sind und nicht durch Absorptionsvorgänge in der Leitung zum Mac-Leod-Manometer hervorgerufen sein können.

2. Die Versuchsanordnung wurde so umgestaltet, daß der Gasstrom in zwei Teilströme aufgeteilt wurde; der eine führt direkt in das Mac-Leod-Manometer, der

andere in das Meßgerät. Die Versuchsanordnung schaltet, sofern die Strömungswiderstände in beiden Teilleitungen gleich sind, alle Fehler, hervorgerufen durch

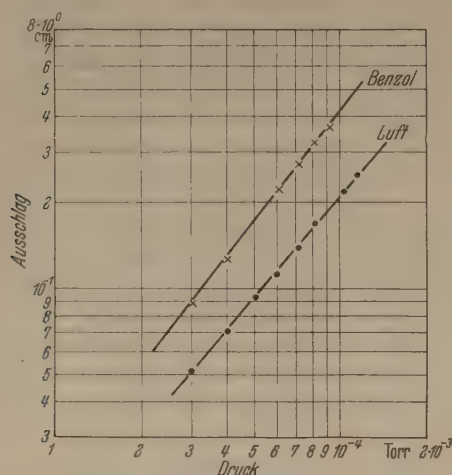


Abb. 8. Ausschläge des therm. Molekularmanometers am Mac-Leod-Manometer, bezogen auf den Hg-Gehalt Null.

Absorptions- und Diffusionsvorgänge sowie durch eventuell auftretende Druckdifferenz in der Anlage, aus. Abb. 9 zeigt, daß auch hier wieder ein Unterschied zwischen den Ausschlägen von Luft und Benzol um den Faktor zwei festzustellen ist.

Beide Kontrollmessungen bestätigen die Abweichungen sehr gut.

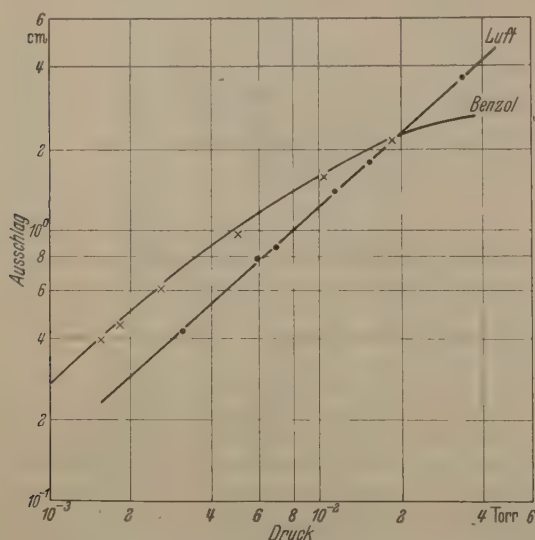


Abb. 9. Abhängigkeit Druck/Ausschlag für Luft und Benzol.

III. Einfluß von System- und Gerätegrößen auf die Genauigkeit des Verfahrens.

Die Versuche ergaben, daß die Hauptfehler bei der Molekulargewichtsbestimmung durch fehlerhafte Einstellung des Nullpunktes bei der Kompensation des thermischen durch das Gasreibungsdrehmoment und durch eine gewisse Unsicherheit der Temperaturdifferenz der Wände auftreten.

Seitliche Erschütterungen beim Bewegen der rotierenden Wand regen über unvermeidbare Asymmetrien das Meßsystem zu Drehschwingungen an (mech. Störspiegel), die einen Fehler bei der Einstellung des

Nullpunktes hervorrufen. Durch Verwendung kurzer und sehr dünner Aufhängefäden lassen sich die Amplituden dieser Drehschwingungen verkleinern und auf einen weiten Grenzen von der Rückstellkraft der Fäden unabhängigen Wert bringen. Die magnetische Dämpfung des Systems bewirkt eine weitere Verkleinerung. Bei möglichst großem thermischen Drehmoment ist also der relative Fehler bei der Nullpunkteinstellung am kleinsten. Durch Messen bei möglichst hohen Drucken, durch die Wahl großer Temperaturdifferenzen der Wände, die auch den Fehler der durch mangelhaften Temperaturengleich der kalten Wände mit der Kühlung auftretenden Unsicherheiten der Temperaturdifferenz der Wände verkleinern, sowie möglichst dünne Aufhängefäden und große Durchmesser der Meßsysteme bei möglichst kleinem Gewicht läßt sich der thermische Ausschlag und damit die Genauigkeit des Verfahrens vergrößern. Bei sorgfältigem Arbeiten konnte der Fehler bei einem thermischen Ausschlag von 70 bis 100 mm bei einem Skalenabstand von 35 cm bei der Nullpunktsbestimmung auf etwa 1% gehalten werden. Die Fehler, hervorgerufen durch die mit 2° C angenommene Unsicherheit der Temperaturdifferenz von 40° C der Wände, ergeben einen Fehler von 3,5% des thermischen Ausschlags, der sich zusammen mit den Fehlern der falschen Nullpunkteinstellung in einer Fälschung des Molekulargewichts von 9% bemerkbar macht. Diese Fehlergrenze stimmt mit der experimentell ermittelten Fehlergrenze von 6% hinreichend überein.

Die Fehler der Messungen mit dem thermischen und Gasreibungsdrehmoment, verursacht durch Ablesefehler und die Ungenauigkeit des Mac-Leod-Manometers, werden auf 15% geschätzt.

Zusammenfassung.

Durch das gleichzeitige Einwirken eines thermischen und eines Gasreibungsdrehmoments auf ein Meßsystem gelang es, Molekulargewichte von Gasen und Dämpfen im Druckbereich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr mit einer Genauigkeit von $\pm 3\%$ zu bestimmen.

Bei der Kompensation des thermischen Drehmoments durch das der Gasreibung ist, wie an 14 Gasen der Molekulargewichte 28 bis 345 gezeigt, eine druckunabhängige, auf einem Zeigerinstrument (Drehzahlmesser) direkt ablesbare Molekulargewichtsbestimmung in weniger als 30 sec möglich.

Beim Arbeiten mit konstantem Druck, konstanter Drehzahl und Temperaturdifferenz kann das Molekulargewicht durch einen Lichtzeiger auf einer Skala abgelesen werden. Bei variablem Druck ist man bei dieser Arbeitsweise auf eine rechnerische Bestimmung der gewünschten Größe angewiesen.

Es besteht die Möglichkeit, den Meßbereich zu höheren Molekulargewichten und zu niedrigeren Drucken zu erweitern.

Gleichzeitig ist das Verfahren als thermisches und mechanisches Molekularmanometer im Druckbereich von 10^{-2} bis 10^{-6} Torr zu benutzen. Durch Vergleich mit einem Mac-Leod-Manometer wurde festgestellt, daß die Druckanzeigen, die bei dem thermischen Molekularmanometer bei vernachlässigtem Akkomodationskoeffizienten von der Gasart unabhängig sind, beim mechanischen Molekularmanometer bei vernachlässigtem Gleitungskoeffizienten die Beziehung $A_1/A_2 = \sqrt{M_1/M_2}$

en müssen, gegenüber den permanenten Gasen anders bei cyclischen Molekülen von diesen Be-
ngen abweichen. Sie sind für beide Manometer
n und heben sich bei der Molekulargewichtsbestim-
g deswegen auf. Mit großer Wahrscheinlichkeit
sie auf Einflüsse von Akkomodations- und Gleit-
koeffizienten zurückzuführen. Nach diesen Er-
nissen scheint das Verhältnis Akkomodations- zu
rungskoeffizient konstant zu sein.

n dieser Stelle möchte ich nicht versäumen,
n Prof. Dr. KLUMB für die Anregung zu vorliegender

Arbeit herzlich zu danken. Die Durchführung dieser
Arbeit wurde wesentlich durch die Geräte und Hilfs-
mittel gefördert, die Herr Prof. KLUMB dem Marshall-
Plan verdankt.

Literatur [1] GAEDE, W.: Z. techn. Phys. 15, 664 (1934);
[2] KLUMB, H. u. H. SCHWARZ: Z. Phys. 122, 418 (1944). —
[3] KNUDSEN: Ann. Phys. 44, 525 (1914). — [4] WEBER, S.:
Kgl. Medd. Danske. Vid. Selskat 16 N 9 (1939). — [5] DUSH-
MAN, S.: Phys. Rev. 5, 212 (1915) — [6] TIMIRIAZEFF, A.: Ann.
Phys. 40, 971 (1913). — [7] WEISSMANN, E.: Diplomarbeit, Phys.
Institut, Mainz.

Dr. HEINZ KOLLMANNSPERGER,
Phys. Institut der Universität Mainz.

Weiterführung der Theorie der positiven Niederdrucksäule II.

Von ERNST H. LUDWIG, Mannheim.

Mit 8 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. April 1953.)

II. Prüfung der Theorie.

Wie im I. Teil¹ vorgetragene Theorie soll anhand
experimentellen Materials für die Quecksilber-
entladung geprüft werden². Für sie stehen die
neuesten und umfangreichsten Messungen zur
Verfügung und sie besitzt von allen Entladungen die
größte praktische Bedeutung. Wir stützen uns dabei
vornehmlich auf die Meßergebnisse von KLARFELD [11],
[13] und FABRIKANT [16]. Alle diese Messungen
wurden bei einem Rohrdurchmesser $R = 1,6$ cm durch-
geführt. Die einzelnen Meßreihen bezeichnen wir mit
den Nummern 1 bis 5. Sattdampftemperatur, Sattdampfdruck und
Säulenlänge sind in Tabelle 1 zu finden; die
Säulenlänge für Quecksilberdampf sind aus dem Taschen-
rechner für Chemiker und Physiker J. D'ANS und E. LAX,
Springer-Verlag 1949, entnommen.

Tabelle 1.

Meß- reihe	T in °K	$P_{\text{Sätt}}$ in mTorr	p in mTorr	$n \times 10^{-13}$ in cm ⁻³	Übrige Meßdaten aus
1	290	0,945	0,890	3,15	[13]
2	303	2,80	2,52	8,92	
3	315	7,11	6,16	21,8	
4	329	19,3	16,0	56,6	
5	401	1000	681	2410	[11]

Im Zusammenhang mit der Prüfung der Theorie ist
es notwendig, sich kurz mit der Frage der Elektronen-
und Ionenbeweglichkeit für Quecksilber zu befassen,
da diese gewisse Anomalien zeigen. Eine genaue
Kenntnis der Beweglichkeiten ist aber Voraussetzung
für die Berechnung der mittleren Trägerlebensdauer und
des Längsgradienten.

Die Ionenbeweglichkeit in Hg-Dampf.

Im Gültigkeitsbereich der SCHOTTKYSchen Diffu-
sionstheorie ist die Wandstromdichte

$$j_i = e D_a \left(\frac{dn_i}{dr} \right)_R = e D_a \frac{n_{e0}}{R} Y'(1). \quad (55)$$

Das Verhältnis der Trägerkonzentration von Wand-
säulenmitte $Y(1)$ sei aus der Messung bekannt.
Es ist

$$Y(1) = \frac{n_{e0}}{n_{e1}} = J_0 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right).$$

¹ Z. angew. Phys. 5, 377 (1953).

² Liste der Bezeichnungen u. Literatur siehe erste und
zweite Seite des I. Teils.

Daraus wird das Argument λ_1/λ_0 aus den Funktions-
tabellen aufgesucht und

$$Y'(1) = - \frac{\lambda_1}{\lambda_0} J_1 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_0} \right)$$

gebildet. Wegen $D_{a1} \approx b_{i1} U_e$ ist nach (55)

$$b_{i1} = \frac{j_i R p}{e U_e n_{e0} Y'(1)}. \quad (56)$$

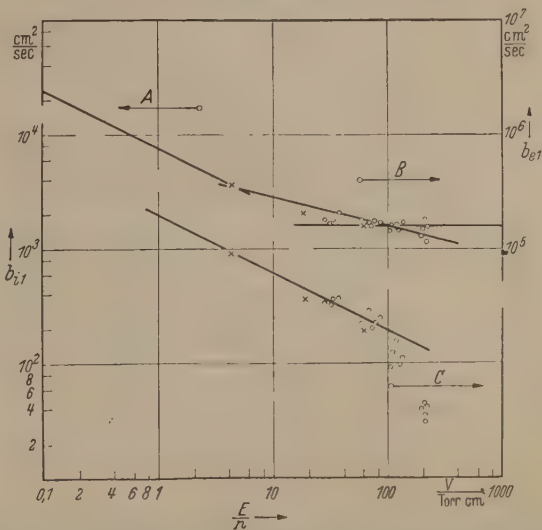


Abb. 7. Die Elektronen- bzw. Hg-Ionen-Beweglichkeit in Hg-Dampf für
 $p = 1$ Torr als Funktion von E/p . 0-Meßwerte aus [13]; x-Meßwerte aus [11];
Bereich A: vorwiegend elastische Zusammenstöße, Bereich B: vorwiegend
unelastische Zusammenstöße, Bereich C: Diffusionstheorie ungültig.

In (56) erscheinen rechts nur gemessene Werte,
so daß die Ionenbeweglichkeit berechnet werden kann.
Für das vorhandene Versuchsmaterial ist in Abb. 7
die nach (56) berechnete Ionenbeweglichkeit als
Funktion von E/p eingetragen. Das Ergebnis läßt
sich im Mittel durch

$$b_i p = b_{i1} = \frac{b_{i0}}{(E/p)^{\alpha_i}} = \frac{1900}{\sqrt{E/p}} \cdot \frac{\text{cm}^2/\text{sec} \cdot \text{Torr}^{1/2}}{\text{V}^{1/2}} \quad (57)$$

darstellen ($\alpha_i = 0,5$). Die 2 rechten Meßpunktgruppen
in Abb. 9 fallen wegen Ungültigwerden der Voraus-
setzungen der Diffusionstheorie heraus.

Das Wurzelgesetz für die Ionenbeweglichkeit wird
auch theoretisch gefordert, sofern nur die Ionen-
temperatur über der Gasttemperatur liegt¹. Setzt man

¹ Vgl. J. DOSSE und G. MIERDEL: „Der elektrische Strom
in Hochvakuum und in Gasen“, HIRZEL, Leipzig 1945, S. 161,
Formel (V, 13).

in die zitierte Formel für die freie Weglänge der Ionen $\lambda_{i1} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ein — ein sehr wahrscheinlicher Wert — so ergibt sich zahlenmäßig (57).

Eine auf einer gänzlich anderen Basis durchgeführten Ableitung von SENA [17] ergibt zahlenmäßig ebenfalls etwa (57). SENAs Ableitung beruht auf der Tatsache, daß sich schnelle Hg-Ionen beim Zusammenstoß mit langsamen Neutral-Atomen mit einer fast an 1 grenzenden Wahrscheinlichkeit umladen. Die allgemeine Formel für die Ionenbeweglichkeit auf dieser Basis lautet

$$b_{i1} = 4,5 \cdot 10^3 \frac{U_{0\infty}}{\sqrt{A}} \frac{1}{\sqrt{E/p}} \cdot \frac{\text{cm}^{3/2} \text{ Torr}^{1/2}}{\text{sec} \cdot \text{V}^{3/2}}$$

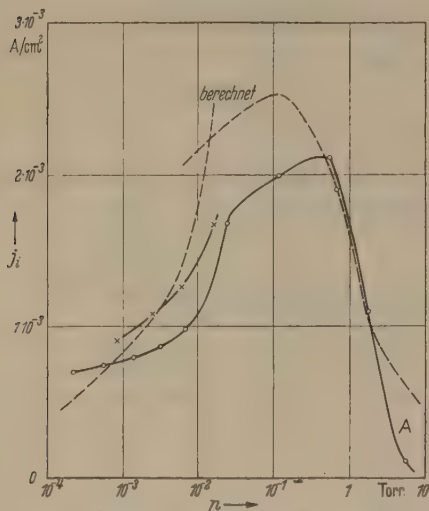


Abb. 8. Ionenstromdichte zur Wand. O-Meßwerte aus [11]; x-Meßwerte aus [13]. Die prozentual große Abweichung bei A ist eine Folge der Säuleneinschnürung bei großer Gasdichte.

Für Quecksilber ergäbe sich $b_{i0} = 3240$, also ein gegenüber (57) um etwa 70% zu großer Wert. Trotzdem dürfte das Wurzelgesetz auf der Tatsache der Umladung beruhen, denn daß die Iontemperatur wesentlich über der Gastemperatur liegt, erscheint wenig wahrscheinlich. Die Messungen von KINGDON und LAWTON ergeben für $b_{i0} = 3330$ [23].

Die Elektronenbeweglichkeit in Hg-Dampf.

Aus $I = e b_e N_e E$ folgt

$$b_{e1} = \frac{I p}{e N_e E} \quad (58)$$

Auch hier können rechts alle Werte gemessen werden und die nach (58) berechneten Beweglichkeiten sind in Abb. 7 eingetragen. Sie lassen sich im Bereich der Niederdrucksäule annähernd durch

$$b_e p = b_{e1} = \frac{b_{e0}}{(E/p)^{\kappa_e}} = \frac{5 \cdot 10^5}{(E/p)^{0,25}} \frac{\text{cm}^{7/4} \text{ Torr}^{3/4}}{\text{sec} \text{ V}^{3/4}} \quad (59)$$

darstellen. ($\kappa_e = 0,25$) für kleine E/p -Werte, also größere Gasdichten, erscheint es allerdings besser $b_{e0} = 7,5 \times 10^5$ und $\kappa_e = 0,5$ zu setzen.

Eine Berechnung der Elektronenbeweglichkeit sowohl nach der LANGEVIN-Formel als auch nach der Formel (V, 13) des Zitates Fußnote 2 ergibt beinahe größenordnungsmäßig falsche Resultate. Aus der Kurve in Abb. 7 kann man lediglich gewisse Tendenzen ablesen, die mit der Theorie nicht in Widerspruch stehen. Für große E/p -Werte ist die Elektronenbeweglichkeit fast konstant. Es überwiegen also wegen der gleichzeitig hohen Elektronentemperatur die un-

elastischen Stoßverluste. Bei kleineren E/p -Werten und parallel dazu auch kleineren Elektronentemperaturen zeigt b_{e1} die Tendenz proportional $1/\sqrt{E/p}$ werden, eine Gesetzmäßigkeit, die überwiegend elastische Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen voraussetzt.

Das Verhältnis von Ionisierungsgrad zu Entladungsstromdichte ist

$$\frac{x}{I/R^2 \pi} = \frac{1}{e n_1 b_{e0} E^{1-\kappa_e} p^{\kappa_e}} \quad (5)$$

Korrekturfaktor, mittlere Trägerlebensdauer und Wandstromdichte.

Der Korrekturfaktor H nach (7) ist für Hg $j_{es}/j_{is} = 400$ und $(ER)^{\kappa_i} = 1,06 \dots 0,82$

$$H = (4,3 \dots 5,55) 10^{-2} \sqrt{\frac{U_e}{R p}} \frac{\text{cm}^{1/2} \text{ Torr}^{1/2}}{\text{V}^{1/2}} \quad (6)$$

Die mittlere Trägerlebensdauer für die zylindrische Entladung ist nach (12) für $\lambda_i \geq R$

$$\frac{1}{\tau n} = 2,14 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{U_e}{R p}} \frac{\text{cm}^4 \text{ Torr}}{\text{sec} \cdot \text{V}^{1/2}} \quad (7)$$

Für $\lambda_i < R$ nach (7)

$$\frac{1}{\tau n} = 3,72 \cdot 10^{-13} \frac{U_e}{(1+H)^2 (R p)^{3/2}} \frac{\text{cm}^{3/2} \text{ Torr}^{3/2}}{\text{sec} \cdot \text{V}} \quad (8)$$

Die Wandstromdichte ist aus

$$\frac{e N_e}{\tau} = 2 \pi R j_i$$

für $\lambda_i \geq R$

$$j_i = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{I \sqrt{U_e}}{R^2 b_{e0} (E/p)^{1-\kappa_i}} = 2,41 \cdot 10^{-2} \frac{I \sqrt{U_e}}{R^2 (E/p)^{0,75}} \frac{\text{V}^{1/4}}{\text{Torr}^{3/4}} \quad (9)$$

für $\lambda_i < R$

$$j_i = \frac{\lambda_i^2 I b_{i0}}{(1+H)^2 2 \pi R^3 b_{e0}} \left(\frac{E}{p} \right)^{\kappa_e - \kappa_i} \frac{U_e}{E} = \frac{2,33 \cdot 10^{-3} I U_e}{(1+H)^2 R^3 E} \quad (10)$$

In (64) wurde $\kappa_i = \kappa_e = 0,5$ und $b_{e0} = 7,5 \cdot 10^5$ gesetzt. Zahlenwerte welche etwa für mittlere Dichten richtig sind, jedoch an der Übergangsgrenze zur TONKSSCHEN Theorie etwas zu große Werte ergeben. Die nach (64) und (64) berechneten Wandstromdichten sind in Abb. 8 dargestellt. Prozentual erhebliche Abweichungen ergeben sich über 2 Torr bei der SCHOTTKEN Form der Diffusionstheorie wegen der beginnenden Einschnürung der Säule. In (64) müßte da anstelle von λ_i^2 wieder die ursprüngliche Formel $-2Y'(1)/Y_1$ der allgemeinen Diffusionstheorie eingesetzt werden, welche für j_i mit der Einschnürung zunehmend kleinere Werte liefert.

Stoßwahrscheinlichkeiten und daraus abgeleitete Größen, mittlere effektive Lebensdauer für Quecksilber.

Die für eine Hg-Entladung energetisch wichtigen Term-Übergänge sind in Abb. 9 schematisch dargestellt.

Ionisierung im Einfachstoß.

Der Berechnung werden die Messungen des Ionisierungs-Querschnittes von NOTTINGHAM [18] zugrunde gelegt. Der Ionisierungsquerschnitt nach ABL wird durch 2 Ausdrücke nach (1) angenähert und

nach (3)

$$= 5,34 \cdot 10^{-8} \cdot (0,622 f_{0\infty} + 1,082 \overline{f_{0\infty}}) \times \left. \begin{aligned} &\times \sqrt{U_e} e^{-\frac{10,38}{U_e}} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{sec V}^{1/2}} \cdot \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

zur Berechnung von (65) notwendigen Konstanten in Tabelle 2 eingetragen. Abb. 10 zeigt den Ver- der $f_{\mu\nu}$ -Funktionen.

Anregung aus dem Grundzustand.

Energetisch maßgebend sind bei Quecksilber beiden Resonanzlinien und die Anregung der instabilen Niveaus. Die beiden letzteren werden Einfachheit halber zu einem gemeinsamen Niveau der Anregungsspannung $(5,66 + 5,43)/2 = 5,05$ dem Gewicht 6 zusammengezogen. Die Stoß-

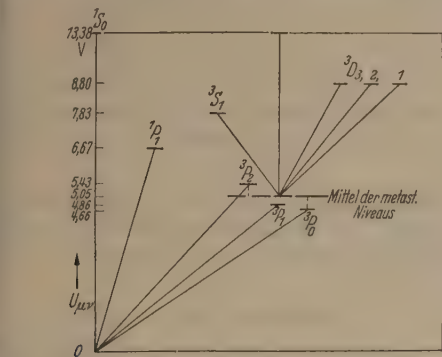


Abb. 9. Die energetisch wichtigsten Übergänge einer Hg-Entladung.

rscheinlichkeit wird nach dem Schema von (3) bildet und lautet z. B. für die 2537-Resonanzlinie

$$s_{02} = 7,00 \cdot 10^{-8} f_{02} \sqrt{U_e} e^{-\frac{4,86}{U_e}} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{sec V}^{1/2}} \cdot \quad (66)$$

Anregungsquerschnitte werden Messungen von ROT und BAINES [19] entnommen und durch die der DIRACSchen Theorie von YAVORSKY [20] rechneten Werte korrigiert. Die notwendigen Kon- ten zur Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeiten Tabelle 2 zu entnehmen.

Die Besetzung eines Resonanzniveaus im ther- ehen Gleichgewicht ω_μ ist nach (17) zu berechnen ergibt beispielsweise für die Linie 2537

$$\omega_2 = \frac{1}{3} e^{-\frac{4,86}{U_e}} \cdot \quad (67)$$

Die abgeleitete Größe $B_{\mu\nu}$ kann nach (45) ebenfalls den Tabellenwerten bestimmt werden und es bt sich wieder als Beispiel für die Linie 2537

$$= \frac{7,00 \cdot 10^{-2} f_{02} \sqrt{U_e}}{3} = 2,33 \cdot 10^{-2} f_{02} \sqrt{U_e} \cdot \frac{\text{cm}^3}{\text{V}^{1/2} \text{sec}} \cdot \quad (68)$$

Die drei $B_{\mu\nu}$ -Werte für die direkte Anregung sind in . 11 wiedergegeben.

Ionisierung über die metastabilen Niveaus.

Der Ionisationsquerschnitt metastabiler Atome nicht bekannt. Wir versuchen daher, ihn aus Messungen der Elektronentemperatur bei größeren mdichten mit Hilfe von (52) zurückzurechnen. nehmen dabei an, daß das Minimum der Elektro- temperatur, welches durch Nullwerden der eckigen

Klammer im Nenner von (52) charakterisiert ist, bei größeren Stromdichten tatsächlich erreicht wird. Bei dieser Rückrechnung interessiert eigentlich nicht die Größe $s_{1\infty}$ selbst, sondern die Verbindung $\omega_1 s_{1\infty}/s_{0\infty}$. Als Grundlage nehmen wir die 4. Meßreihe aus Abb. 12 für $Rp = 2,56 \times 10^{-2}$ mit einem Minimum der Elek-

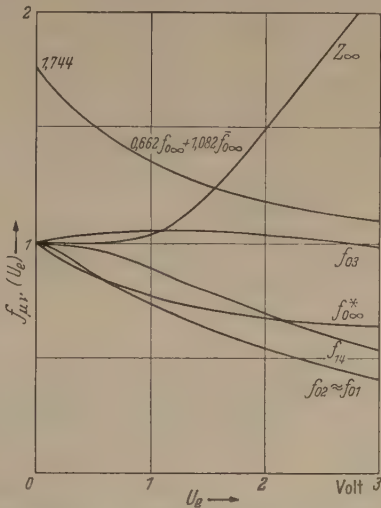


Abb. 10. Abhängigkeit der $f_{\mu\nu}$ -Werte und der Zustandssumme für thermisches Gleichgewicht für eine Hg-Entladung von der Elektronentemperatur. Die Funktion für die direkte Ionisierung ist normiert und nicht normiert eingetragen.

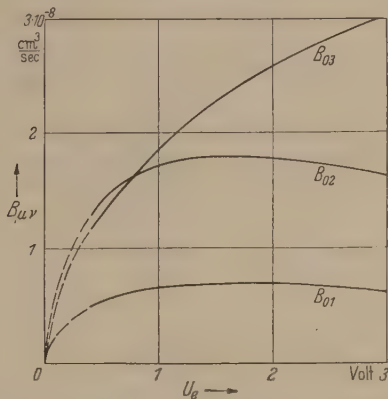


Abb. 11. Abhängigkeit der $B_{\mu\nu}$ -Werte für die Hg-Entladung von der Elektronentemperatur.

tronentemperatur von $U_e = 1,05$. Da bei bekannter Elektronentemperatur auch $\tau n s_{0\infty}/Z_\infty$ bekannt ist, erhält man

$$\left. \begin{aligned} \frac{Z_\infty}{\tau n s_{0\infty}} - 1 = \omega_1 \frac{s_{1\infty}}{s_{0\infty}} = g_1 \frac{U_{1\infty} Q_{m1\infty} U_{m0\infty} f_{1\infty}}{U_{0\infty} Q_{m0\infty} U_{\infty m1} f_{1\infty}^*} \times \\ \times \exp \frac{U_{0\infty} - U_{01} - U_{1\infty}}{U_e} = 16,55. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

Dabei ist $f_{1\infty}^*$ die normierte Funktion. Die Differenz $(U_{0\infty} - U_{01} - U_{1\infty})$ sollte Null sein. Da aber bei größeren Strom- und Gasdichten sich die Ionisierungsgrenze etwas „verschmiert“ (nach neueren Untersuchungen allerdings kaum mehr als 0,1–0,2 V) und für $f_{1\infty}$ eine mit U_e fallende Tendenz vorausgesetzt wird, so findet man durch Probieren, daß die Differenz etwa 1,4 V zu setzen ist.

Somit wird empirisch

$$\omega_1 \frac{s_{1\infty}}{s_{0\infty}} = 4,36 e^{\frac{1,4}{U_e}} \cdot \quad (70)$$

Die an sich mögliche Berechnung eines Ionisierungs- Querschnittes für metastabile Hg-Atome aus (70)

Tabelle 2. Werte für die Formeln (3), (17), (45).

Bezeichnung	Linie	Anregungs- spannung $U_{\mu\nu}$ Volt	$U_{m\mu\nu}$ Volt	Max. Wirk- Querschnitt cm^2/cm^3	Max. Querschnitt eines Atoms $Q_{m\mu\nu} \cdot 10^{16}$ cm^2	$A_{\mu\nu} \cdot 10^3$ cm^2/sec	g_{μ} statist. Gewicht	Bemerkungen
$s_{0\infty}$	Ionisierung	$U_{0\infty} = 10,38$	28,7 2,4	19,0 2,6	5,36 0,734	5,34		für $f_{0\infty}$ für $\bar{f}_{0\infty}$
s_{01}	Metastabile	$U_{01} = 5,05$	3	6,2	1,75	5,36	1 + 5 = 6	Anregungs- spannung als Mittelwert
s_{02}	Linie 2537	$U_{02} = 4,86$	3	8,4	2,37	7,00	3	
s_{03}	Linie 1850	$U_{03} = 6,67$	9,7	14,8	5,24	5,23	3	
$s_{1\infty}$	Summe der Stufenioni- sierung	$U_{1\infty} = 3,93$				3,79		empirisch ge- funden dabei $f_{1\infty} \approx f_{0\infty}^*$
s_{14}	Summe der Stufenanre- gungen	$U_{14} = 2,63$	3	44,4	12,8	20,0		empirisch gefunden

wird wegen der zu primitiven Voraussetzung unterlassen. Die Ungenauigkeit liegt vor allem darin, daß sich mit zunehmender Gasdichte auch die strahlungsfähigen Resonanzniveaus an der Stufenionisierung beteiligen und damit die Voraussetzungen für die Ableitung von (52) hinfällig werden. Anschaulicher ausgedrückt wirkt ihre Beteiligung so, als ob in (69) das statistische Gewicht g_1 mit der Gasdichte wächst.

summarischer Anregungs-Querschnitt von 44,4 cm^3 als brauchbar. Die zur Berechnung von s_{14} notwendigen Konstanten sind gleichfalls der Tabelle 2 entnehmbar.

Bezüglich der Beteiligung der strahlungsfähigen Zustände an der Stufenanregung trifft das bei der Stufenionisierung Gesagte gleichfalls zu.

Zustandssumme.

Für die Berechnung der Zustandssumme im thermischen Gleichgewicht Z_{∞} ziehen wir ebenfalls nur die metastabilen Niveaus heran und schreiben

$$Z_{\infty} = 1 + 6 e^{-\frac{5,05}{U_e}}. \quad (7)$$

Ihre Abhängigkeit von der Elektronentemperatur ist aus Abb. 10 zu ersehen.

Die elastischen Stoßverluste.

Zur Berechnung der elastischen Stoßverluste verwenden wir die Näherung von WASSERRAB [22]

$$s_e = \frac{1,27 \cdot 10^{-6} \cdot \text{cm}^3 \text{V}^{1/2}}{\sqrt{U_e} \cdot \text{sec}}. \quad (7)$$

Mittlere Lebensdauer der Angeregten.

Aus Formel (13) berechnen wir für die strahlungsfähigen Zustände die Lebensdauer

$$\text{Linie 2537: } \tau_2 = 2,13 \cdot 10^{-3} R p \cdot \text{sec/cm Torr} \quad (7)$$

$$\text{Linie 1850: } \tau_3 = 8,3 \cdot 10^{-4} R p \cdot \text{sec/cm Torr} \quad (7)$$

Für die metastabilen Zustände ließ sich nach einer bei der Berechnung der Elektronentemperatur näher erläuterten Methode für $R = 1,6 \text{ cm}$ finden

$$\tau_1 = 0,16 p \cdot \text{sec/Torr}. \quad (7)$$

Eine direkte Berechnung stößt wegen der unbekannten Verteilung der metastabilen Atome über den Querschnitt auf Schwierigkeiten.

Berechnung der Elektronentemperatur und des Längsgradienten.

Sind die Stoßwahrscheinlichkeiten und die übrigen Hilfsgrößen als Funktion der Elektronentemperatur tabelliert, so kann man nach (52) $n x \tau_1$ als Funktion von U_e ermitteln. τ_1 ist zunächst unbekannt.

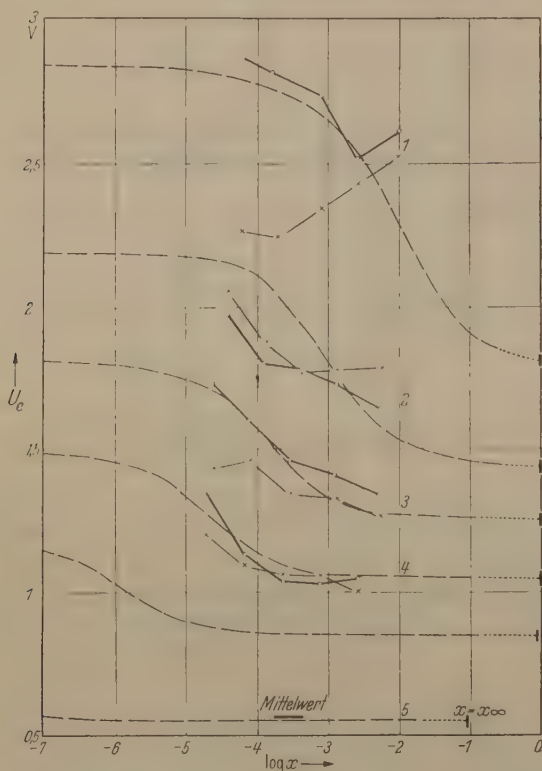


Abb. 12. Elektronentemperatur in Abhängigkeit des Ionisierungsgrades für Hg-Dampf. Daten für die Meßreihen 1 bis 5 siehe Tabelle 1. 0-Messungen: Sonde in der Entladungsachse, x-Messungen: mit Wandsonde, unbezeichnete vorletzte Kurve gilt für $p = 6,25 \cdot 10^{-3}$ Torr

Stufenanregung über die metastabilen Niveaus.

Wir nehmen als energetisch am wichtigsten die zu 3S_1 führenden Übergänge mit einer Anregungsspannung von 7,68 V an. Die an sich ebenfalls stark auftretenden $^3D_{3,2,1}$ -Linien können anteilig entsprechend dem etwas höheren Anregungsniveau (8,8 V) berücksichtigt werden [21]. Durch Probieren erwies sich ein

nach der Theorie ist aber $\tau_1 = Cp$. Zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors C zeichnet man in Koordinatensystem einmal die berechneten Kurven $x\tau_1 = Cp = f(U_e)$ und zum anderen die gemessenen Kurven $x\tau_1 = f(U_e)$ ein. Diese beiden Kurven bringt man nun durch horizontales Verschieben bestmöglichst zur Deckung. Dann kann man durch Verschiebung der Abszissen-Maßstäbe den Proportionalitätsfaktor C finden und erhält (75). In Abb. 12 ist $U_e = f(x)$ eingetragen. Die in der Säule gemessenen Elektronentemperaturen liegen mit Ausnahme von Meßreihe 2 mit brauchbarer Genauigkeit auf den berechneten Kurven. Die Werte für Meßreihe 5 wurden nicht eingetragen, da gerade diese Elektronentemperaturen, wie aus einem Vergleich mit anderen ähnlichen Meßreihen von KLARFELD hergeht, stark herausfallen und ein falsches Bild geben würden. Der Mittelwert aus verschiedenen Messungen dieser Gasdichte wurde durch eine kurze Linie in Abb. 12 angedeutet.

Den Längsgradienten berechnen wir nach folgender Formel, welche aus (53) abgeleitet wird.

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z} \frac{dU_e}{dx} = & \frac{n_1}{b_{e1} Z} \left\{ \frac{U_{01} s_{01}}{1 + n x \tau_1 B_{01}} + \frac{U_{02} s_{02}}{1 + n x \tau_2 B_{02}} + \frac{U_{03} s_{03}}{1 + n x \tau_3 B_{03}} + (U_{0\infty} + U_k) s_{0\infty} + \right. \\ & \left. + \frac{n x \tau_1 B_{01}}{1 + n x \tau_1 B_{01}} \left[\omega_1 U_{14} s_{14} + (U_{1\infty} + U_k) s_{0\infty} \omega_1 \frac{s_{1\infty}}{s_{0\infty}} \right] + \frac{n}{b_{e1}} s_e (U_e - U_g) \right\} \quad (76) \end{aligned}$$

mit $U_{1\infty} = 10,38 - 5,05 = 5,33$ Volt

$U_k = (10,38 + \frac{8}{\text{Volt}} U_e)$ Volt

$n = \frac{2 m_e}{m_i} = 5,43 \cdot 10^{-6}$

Die übrigen Werte sind Tabelle 2 zu entnehmen. Der Wert B_{13} in (53) wird Null gesetzt; ebenso Z_{∞} .

Abb. 13 zeigt den Vergleich der Meßwerte von $x\tau_1$ mit den berechneten als Funktion von xp . Diese abhängige Variable wurde anstelle von x gewählt, um die Kurven besser auseinanderzuziehen. Messung und Rechnung stimmen brauchbar überein. Die extremen Teile an den Kurvenenden sollen anzeigen, daß wegen Annäherung der Säule an das thermische Gleichgewicht die Berechnung nach (76) unzulässig wird und man auf (53) zurückgreifen müßte. Man erzielt dann ein Wiederanstiegen des Gradienten. Da aber keine Messung in diesem Bereich vorliegt, wurde auf die verhältnismäßig komplizierte Berechnung verzichtet.

In Abb. 5 ist die Abhängigkeit des Gradienten vom Abstand mit dem Ionisierungsgrad als Parameter dargestellt. Eine Meßreihe von KLARFELD [11] für $I = 3$ A (also konstanten Strom, nicht konstanten Ionisierungsgrad) wurde eingetragen. Die zugehörige berechnete Kurve weicht in dem in Abb. 5 gewählten Abstand so wenig von der gemessenen ab, daß sie weggelassen wurde. Die typische s-förmige Gestalt der Kurven wird für die überwiegende Mehrzahl der Gasdichten gefunden. Der Wiederanstieg des Gradienten bei hohen Gasdichten ist auf die Volumverluste durch elastische Zusammenstöße zurückzuführen, ohne die der Gradient monoton weiter fallen würde. Die damit verbundene Gaserwärmung gibt der Berechnung nach einer gewissen Unsicherheit in diesem Gasdichtebereich. Es wurden 3 Kurven in Abb. 5 eingezeichnet, die am weitesten links liegende gilt für eine kon-

stante Gastemperatur von $U_g = 400^\circ$ K, die anderen für eine Temperatur-Differenz $U_e - U_g$ von 500° bzw.

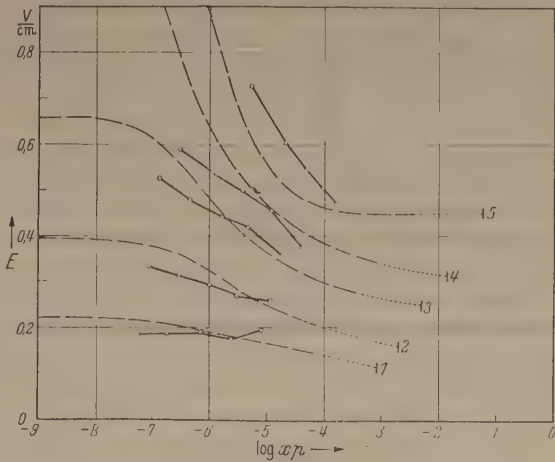


Abb. 13. Längsgradient in Abhängigkeit des Ionisierungsgrades für Hg-Entladung. Daten für Meßreihen 1 bis 5 siehe Tabelle 1. Die Veränderliche auf der Abszisse ist $x p$, um die Kurven besser auseinanderzuziehen.

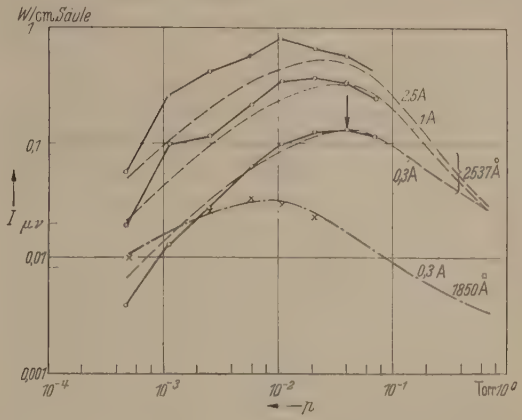


Abb. 14. Die Resonanzstrahlung der Hg-Säule als Funktion der Gasdichte und des Entladungsstromes. Meßwerte aus [16]. Angleichung der Maßstäbe in dem mit \downarrow bezeichneten Punkt.

50°. Die gemessene Kurve schneidet die einzelnen, festen Temperaturdifferenzen entsprechenden Kurven und man sieht daraus, wie sich mit zunehmender Gasdichte und Einschnürung der Säule die Gastemperatur erhöht und sich der Elektronentemperatur nähert, gleichzeitig aber auch niemals $U_g = U_e$ werden kann, denn dieses entspräche einer rechts im unendlichen liegenden Grenzkurve.

Die Resonanzstrahlung der Hg-Säule.

Als letztes sei die Resonanzstrahlung der Säule nach (46) berechnet. Es ist

$$I_{2537} = \frac{n^2 x}{Z} \frac{e U_{02} s_{02}}{1 + n x \tau_1 B_{01}} \quad (77)$$

Für die 1850-Linie sind in (77) die entsprechenden Werte mit dem Index 03 einzusetzen. Da die Messungen von BUTAJEWA und FABRIKANT [16] für jeweils konstanten Strom durchgeführt sind, muß man unter Verwendung der vorangegangenen Gradienten-Bere-

rechnung über (59a) den Zusammenhang zwischen x und I feststellen.

In Abb. 14 ist die nach (77) berechnete Resonanzstrahlung mit den Messungen verglichen. Die Meßdaten sind in willkürlichen Einheiten gegeben; in dem mit einem Pfeil bezeichneten Punkt erfolgte die Angleichung der Meßstäbe.

Das bekannte Maximum der Resonanzstrahlung in Abhängigkeit der Gasdichte tritt auch in den berechneten Kurven auf, auch die Verschiebung der Maxima zu höheren Gasdichten mit abnehmendem Strom wird richtig wiedergegeben. Abb. 14 zeigt weiter, daß die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung für kleine Ströme besser ist. Das läßt darauf schließen, daß bei höheren Ionisierungsgraden

das Resonanzniveau 4,86 V nicht nur durch Anregung des Grundzustandes gespeist wird, sondern auch durch Rückkehr höher angeregter Atome auf dieses Niveau.

Zusammenfassung.

In Teil II erfolgt die Prüfung der Theorie anhand der Quecksilberdampfentladung. Aus den vorliegenden Messungen der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Stoßprozesse werden die zur Berechnung der Elektronentemperatur, des Längsgradienten der spektralen Strahlung und der Wandstromdichte notwendigen Hilfsgrößen ermittelt. Messung und Rechnung zeigen auch in Feinheiten brauchbare Übereinstimmung.

Dr. ERNST H. LUDWIG, Mannheim, Haardtstraße

Berichte.

Der Hochvakuumdurchschlag und seine Anwendung beim Röntgenblitzrohr*.

Von EWALD FÜNFER, München.

Mit 15 Textabbildungen.

(Eingegangen am 8. Juni 1953).

Im Jahre 1938 veröffentlichten unabhängig voneinander und annähernd gleichzeitig STEENBECK [1] einerseits und KINGDON und TANIS [2] andererseits ein Verfahren zur Erzeugung außerordentlich kurzzeitiger und sehr intensiver Röntgenblitze. Mit den auf Grund dieser Arbeiten entwickelten und in der Folgezeit wesentlich verbesserten Röntgenblitzrohren [3, 4, 5, 15] ist es heute möglich, Momentaufnahmen in Zeiten von etwa 10^{-6} sec durchzuführen. Die dabei durchstrahlbaren Materialdicken reichen zwar noch nicht an das heran, was man von kontinuierlich betriebenen Röntgenrohren her gewöhnt ist. Es besteht jedoch durchaus Grund zu der Annahme, daß eine weitere Klärung der im Röntgenblitzrohr sich abspielenden Entladungsprozesse die Mittel zu einer Steigerung der Intensität und Durchdringungsfähigkeit eines Blitzes liefern wird. Ebenso wird auch die Frage nach der Erzeugung von Mehrfachblitzen im gleichen Rohr für hochfrequente Röntgenkinematographie von den physikalischen Grundlagen her beantwortet werden müssen [6].

Auf vielen Gebieten der Physik und Technik finden sich zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten für extrem kurze und intensive Röntgenblitze. Insbesondere haben die in den letzten Jahren immer mehr eingeführten Methoden der Impulstechnik anstelle stationärer Meßmethoden der Röntgenblitztechnik eine zunehmende Verbreitung verschafft [7, 8, 9].

Bei der Erforschung von Stoßwellen in festen, flüssigen und gasförmigen Medien unter extremen Verhältnissen hat die Röntgenblitzmethode eine Reihe neuer und interessanter Ergebnisse geliefert [4, 10, 11, 12, 13, 29]. In jüngster Zeit ist es sogar gelungen, in besonderen Fällen mit einem einzigen Röntgenblitz Feinstrukturaufnahmen in sehr kurzen Zeiten herzustellen [33, 34].

Neben den praktischen Anwendungsmöglichkeiten haben die Untersuchungen der Vorgänge, die bei einer Röntgenblitzentladung auftreten, zur teilweisen Klärung einiger interessanter physikalischer Fragen beigetragen. Wie später noch ausführlich dargetan werden

soll, handelt es sich bei dieser Entladungsform vorwiegend um einen Hochvakuumdurchschlag, der auch auf anderen Gebieten eine entscheidende Rolle spielt. So ist z. B. der Bau von Beschleunigungsrohren für Teilchen in der Kernphysik, von Hochspannungsventilen usw. unter anderem dadurch erschwert, daß bei gewissen Spannungen, bzw. Feldstärken ab selbst bei bestem Vakuum ein Durchschlag einsetzt. In diesen Fällen spielt also der Hochvakuumdurchschlag eine sehr lästige Rolle, während er im Falle des Röntgenblitzrohres eine erwünschte Erscheinung ist. Es ist deshalb von großer Bedeutung, die Bedingungen kennen zu lernen, unter denen im Hochvakuum ein Durchschlag erfolgt. Die Anschauungen über den Entladungsmechanismus sind heute noch nicht völlig einheitlich. Im folgenden sollen einige Experimente beschrieben werden, die eine weitere Aufklärung darüber geben.

Der Hochvakuumdurchschlag stellt nicht die einzige Möglichkeit zur Erzeugung von Röntgenblitzen dar. Man könnte etwa daran denken, mit einem speziell für solche Zwecke entwickelten Betatron kurzzeitige Strahlungsimpulse herzustellen. Weiterhin ist der Versuch gemacht worden, Röntgenblitze mit einer normalen Glühkathoden-Röntgenrohr dadurch zu gewinnen, daß man die Glühkathode kurzzeitig, z. B. durch eine Kondensatorentladung bis in die Nähe des Schmelzpunktes erhitzt [14]. Mit diesen Methoden sind jedoch bis heute noch keine Resultate erzielt worden, die mit dem Röntgenblitz auf der Basis des Hochvakuumdurchschlages vergleichbar wären. Die Blitzdauer liegt um mehrere Größenordnungen über derjenigen der Vakuumentladung und die momentane Intensität um entsprechend viele Größenordnungen tiefer. Die folgende Darstellung soll sich deshalb nur mit dem Hochvakuumentladungsrohr, oder wie es auch gelegentlich genannt wird, dem Feldemissionsrohr beschäftigen. Die momentane Intensität kann nach den heute vorliegenden Ergebnissen bis zum 10^6 fachen der Intensität stationär betriebener Röntgenröhren gesteigert werden, wobei die Blitzdauer größenordnungsmäßig 10^{-6} sec beträgt.

* Freiburger Habilitationsschrift 1953.

Der Vakuumdurchschlag als Mittel zur Erzeugung von Röntgenblitzen.

Prinzipieller Aufbau eines Röntgenblitzrohres.

Das Prinzip eines Röntgenblitzrohres ist äußerlich einfach. Die Abb. 1 und 2 veranschaulichen das Wesentliche. In einem Vakuumgefäß R sind die Elektroden isoliert eingeführt. Die Anode A der Kathode K im Abstand von etwa 1 cm gegenüber. Die zur Erzielung eines guten Wirkungsgrades konstruktive Ausgestaltung der einzelnen Elektroden eines solchen Rohres hat eine längere Entwicklungsarbeit beansprucht. Über Einzelheiten dieser Art ist von verschiedenen Seiten ausführlich berichtet worden [5, 15]. Hier soll nur soweit darauf eingegangen werden, als es zum Verständnis der Entladungsursachen eines Röntgenblitzes nötig ist. Der im Entladungsraum wird möglichst niedrig gehalten, er liegt meistens unterhalb 10^{-4} Torr. Die Stromdichten im Entladungsrohr müssen sehr hoch sein. Für den eingangs erwähnten Fall, daß die Röntgenintensität 10^6 mal größer sein soll, als bei einem gewöhnlich betriebenen Rohr, das mit etwa 10 mA arbeitet, benötigt man also rund 10^4 Amp. Bei einer effektiven Entladungsspannung von 10^5 Volt ergibt dies eine Leistung von 10^9 Watt. Dies sind natürlich Spitzenwerte, wie sie nur in extremen Fällen bisher angedeutet wurden. Man wird meistens mit 1/10 bis 1/100 dieser Werte zu rechnen haben. Immerhin ist es auch dann noch diese Leistung nur durch Entladung eines Energiespeichers zu erzeugen, wozu man im einfachsten Falle einen auf die gewünschte Spannung aufgeladenen Kondensator benützt, wie es in Abb. 1 und 2 angegeben ist. Die Aufladespannung kann man bereits bis zu etwa 300 kV¹ erhöhen [16], während die nutzbare Größe des Entladungskondensators noch später zu besprechenden Gründen begrenzt und meistens nicht über $0,1 \mu F$ liegt.

Die Dauer des elektrischen Entladungsvorganges im Rohr, d. h. also der Zusammenbruch der Spannung und der Stromverlauf, wird einerseits durch die Vorspannung in der Entladung und andererseits durch den Widerstand des Entladungskreis bestimmt. Je nach den gegebenen Bedingungen wird der eine oder der andere Faktor das Übergewicht bekommen. Da es fast immer von Interesse ist, möglichst kurze und intensive Blitze zu bekommen, wird man den äußeren Kreis so aufbauen, daß er möglichst verlustarm ist und nicht zur Verlingerung der Entladung beiträgt. Man wird also die Selbstinduktion L , die durch die Leitungsführung und die Induktivität des Kondensators gegeben ist, so klein wie möglich halten. Ebenso setzt man den ohmschen Widerstand R durch entsprechenden Querschnitt der Leiter so weit herab, daß er gegenüber dem Widerstand der Entladungsstrecke keine Rolle mehr spielt. Die Entladungszeiten, die man auf diese Weise erreichen kann, liegen in der Größenordnung von 10^{-6} sec. Eine direkte oszillographische Messung des Strom- und Spannungsverlaufes am Rohr läßt sich leicht nachweisen. Auch die Dauer des Röntgenblitzes selbst liegt bei etwa 10^{-6} sec. und wurde ebenfalls durch eine oszillographische Registrierung des Zeitverlaufes der Röntgenintensität ermittelt. Da die Dauer des Röntgenblitzes sowohl für die Praxis als

auch für die Klärung des Entladungsmechanismus von großer Bedeutung ist, und da in der Literatur sehr verschiedene Angaben darüber zu finden sind, wurde die oszillographische Methode noch durch ein photographisches Verfahren kontrolliert, wobei aus der Bewegungsunschärfe auf die Zeitdauer geschlossen wurde. Beide Methoden geben befriedigende Übereinstimmung.

Zur Erzeugung sehr kurzer, intensiver Lichtblitze hat man mit Erfolg koaxiale Kabel benützt, die auf eine Spannung von etwa 10 kV aufgeladen und dann über eine Funkenstrecke entladen wurden. Insbesondere ergaben Kabel mit Bariumtitanat als Dielektrikum sehr günstige Resultate [17]. Infolge ihrer hohen DK von etwa 1000 bei einem Wellenwiderstand von 1 Ohm ermöglichen diese Kabel sehr hohe Spitzenwerte des Stromes bei sehr kurzer Entladungsdauer. Dabei müssen diese Kabel reflexionsfrei abgeschlossen werden. Eine Übertragung dieser Versuche auf die Erzeugung von Röntgenblitzen ist zwar bis jetzt noch nicht erfolgt, es wäre jedoch denkbar, daß man damit eine Abkürzung der Röntgenblitzdauer erhalten könnte.

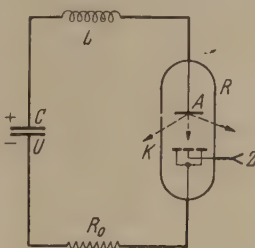


Abb. 1. Röntgenblitzrohr (schematisch). Die Spannung U liegt statisch am Rohr R . Die Auslösung des Blitzes erfolgt durch einen Zündimpuls Z .

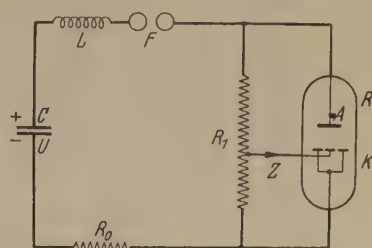


Abb. 2. Röntgenblitzrohr (schematisch). Die Spannung U wird über die Schaltfunkenstrecke F stoßartig an das Rohr gelegt. Der hochohmige Widerstand R_1 dient als Spannungsteiler zur Erzeugung eines Zündimpulses Z .

Ob damit auch eine Steigerung der momentanen Röntgenintensität zu erreichen ist, erscheint fraglich, da es für die Größe des zur Erzeugung von Röntgenstrahlen nutzbaren Leistungsumsatzes eine obere Grenze gibt, die durch die Verdampfung der Anode bestimmt wird.

Der Betrieb eines Röntgenblitzrohres kann so erfolgen, daß die Kondensatorspannung statisch an den Elektroden liegt (Abb. 1), wobei natürlich die Betriebsspannung unterhalb der Spannung liegen muß, bei der das Rohr von selbst zündet. Die Zündung wird zu einem willkürlich gewählten Zeitpunkt dadurch eingeleitet, daß an die Zündelektrode Z stoßartig eine Spannung von etwa 20–30 kV gegenüber der Kathode gelegt wird. Der Abstand zwischen Zündelektrode Z und Kathode K ist so klein, daß Feldstärken entstehen, die zur Feldemission führen. Die dabei freiwerdenden Elektronen wandern zur Anode, womit das Anwachsen der Entladung beginnt.

In manchen Fällen liegt die statische Zündspannung eines Rohres niedriger als die gewünschte Betriebsspannung. Man wählt dann eine Stoß-Schaltung nach Abb. 2, wobei die Schaltfunkenstrecke F die Kondensatorspannung an das Rohr legt, das dann ohne weiteren Zündimpuls durchschlägt. R_1 ist dabei ein hochohmiger Widerstand, an dem u. U. auch eine Teilspannung abgegriffen werden kann, die zur schnelleren und sicheren Zündung verwendet wird. Auf das Ergebnis des Vakuumdurchschlages, den Röntgenblitz, ist nach allen bisherigen Erfahrungen die Art der Zündung ohne wesentlichen Einfluß.

¹Nach einer privaten Mitteilung werden von Herrn SCHAAFFS bereits Spannungen bis zu 400 kV benützt.

2. Der Hochvakuumdurchschlag.

Der Druckbereich, in dem eine wirkungsvolle Röntgenblitzentladung stattfindet, liegt unterhalb 10^{-4} Torr. In diesem Gebiet ist die freie Weglänge der Gasmoleküle und der Elektronen größer als der Elektrodenabstand. Im Gegensatz zu Entladungen bei höheren Drücken muß also hier der direkte Einfluß des Gases zurücktreten und kann sich, wenn überhaupt, nur in sekundären Effekten äußern.

Um eine stromstarke Entladung zu bekommen, müssen drei Bedingungen erfüllt sein. Erstens muß die Entladung eingeleitet werden, d. h. durch irgendeinen Prozeß müssen an der Kathode Elektronen erzeugt werden, die dann im Feld zur Anode laufen. Zweitens müssen die Betriebsbedingungen so gewählt sein, daß durch irgendwelche Sekundärprozesse eine schnell anwachsende Zahl von neuen Elektronen aus der Kathode nachgeliefert wird. Jedes auf die Anode prallende Elektron muß also für die Erzeugung von

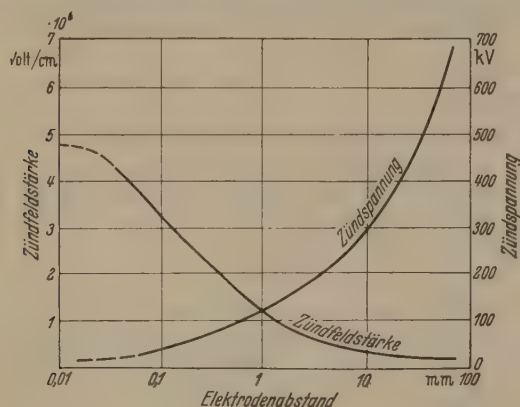


Abb. 3. Zündfeldstärke und Zündspannung als Funktion des Elektrodenabstandes zwischen einer Kugel von 2,5 cm Durchmesser und einer Scheibe von 5 cm Durchmesser aus nichtrostendem Stahl. (Nach TRUMP und VAN DE GRAAFF.)

mehr als einem Nachfolger aus der Kathode sorgen. Dies ist nichts weiter als die für jede Gasentladung gültige Zündbedingung. Drittens muß dafür gesorgt werden, daß der Elektronenstrom im Entladungsrohr auf die zur Ausbildung eines intensiven Röntgenblitzes nötigen Werte ansteigen kann. Bei einem reinen Elektronenstrom im Hochvakuum würde die von den Elektronen herrührende negative Raumladung schon bei verhältnismäßig kleinen Stromstärken ein weiteres Anwachsen des Stromes verhindern. Bei Gasentladungen unter höherem Druck wird bekanntlich diese negative Raumladung durch die gleichzeitig entstehenden positiven Ionen neutralisiert. Es entsteht ein sogenanntes quasineutrales Plasma. Man kann leicht einsehen, daß auch bei der Hochvakuumentladung sehr große Stromdichten nur dann möglich sind, wenn es zur Ausbildung eines solchen quasineutralen Plasmas kommt. Experimentell findet man z. B. bei einer Entladung eines Kondensators von 10^{-8} F der auf 45 kV aufgeladen ist, Stromdichten im Hochvakuum von 10^3 Amp/cm². Die maximale Stromdichte im Hochvakuum ohne Kompensation der Raumladung ergibt sich jedoch zu:

$$i = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2} \quad 23 \text{ A/cm}^2. \quad (1)$$

(Elektrodenabstand $d = 1$ cm).

Man sieht also, daß die experimentell gefundenen wesentlich höheren Werte das Vorhandensein einer

kompensierenden positiven Ladung notwendig macht. Es läßt sich aus den obigen Angaben leicht abschätzen, daß die Zahl der positiven Ladungsträger nur um einige Prozent von derjenigen der Elektronen abweichen darf. Der stromstarke Hochvakuumdurchschlag ist daher nur möglich, wenn es zur Ausbildung eines quasineutralen Plasmas kommen kann. Ob und inwieweit dies auch im extremen Hochvakuum möglich ist, soll später noch ausführlich besprochen werden.

Zusammenfassend ist also für das Zustandekommen einer stromstarken Blitzentladung erforderlich, daß ein einmal erzeugter Elektronenstrom günstigen Vermehrungsbedingungen findet und durch Entstehen eines neutralen Plasmas zu sehr hohen Werten anwachsen kann. Diese Bedingungen sollen nun zunächst etwas näher untersucht werden.

3. Zündbedingungen für den Hochvakuumdurchschlag.

Legt man zwischen gut entgaste Elektroden im Hochvakuum eine Spannung an, so tritt bei Feldstärken an der Kathodenoberfläche von größenordnungsmäßig 10^6 V/cm eine merkliche Feldemission auf, die exponentiell mit der Feldstärke anwächst. Es ist bekannt, daß die zuerst von SCHOTTKY [18] angegebene und später von FOWLER und NORDHEIM [19] verbesserte Theorie der Feldemission wesentlich höhere Feldstärken für eine meßbare Feldemission fordert, als experimentell gefunden wurden. Man kann dies erklären, daß die Mikrostruktur der Kathodenoberfläche das Auftreten von lokalen Feldüberhöhungen erlaubt und damit einen scheinbar vorzeitigen Einsetz der Feldemission hervorruft. Ebenso können adsorbierte Fremdschichten einen Einfluß auf die Feldemission haben, da sie die Austrittsarbeit der Elektronen aus der Kathode verändern. Einen Sonderfall dieser Art stellt der Malter-Effekt dar.

Die Erzeugung einer meßbaren Feldemission erfordert keine sehr hohen Spannungen, da man ja durch kleine Elektrodenabstände, durch Verwendung von Spitzenelektroden usw. leicht genügend hohe Feldstärken erzeugen kann. Wir wollen zunächst nur diesen Fall betrachten, da bei Verwendung sehr hoher Spannungen und entsprechend großer Elektrodenabstände ganz andere Prozesse wirksam werden. Läßt man bei kleinem Elektrodenabstand die Spannung allmählich steigen, so erfolgt bei einer bestimmten Spannung ein Durchschlag im Hochvakuum. Dies erfolgt bei Feldstärken, wo bereits eine merkliche Feldemission vorhanden ist. Die Stromdichte dieser Feldemission ist aber um viele Größenordnungen kleiner als die Stromdichte in der anschließend entstehenden Entladung. Der Vorgang ist so zu verstehen, daß bei einer bestimmten Stromdichte der Feldemission Sekundäreffekte auftreten, die das Entstehen einer lawinenartigen anwachsenden Gasentladung ermöglichen. Dies kann z. B. durch lokale Überhitzung der Elektroden und damit verbundene Gas- und Dampfausbrüche geschehen [35].

Geht man in das Gebiet höherer Spannungen und größerer Elektrodenabstände über, so ändert sich dieses Bild. Am einfachsten lassen sich die Verhältnisse anhand der Abb. 3 übersehen, die einer Arbeit von TRUMP und VAN DE GRAAFF [20] entnommen wurde. Sie enthält Messungen der Durchbruchfeldstärke an der Kathode und der Durchbruchspannung im Hochvakuum zwischen gut entgaste Elektroden aus nie-

dem Stahl in Abhängigkeit vom Elektrodenab-
Man sieht, daß im Gebiet kleiner Elektroden-
abstände und kleiner Spannungen bis zu etwa 20 kV
Durchbruchfeldstärke relativ konstant ist und
10⁶ V/cm beträgt. Mit zunehmender Spannung
die Durchbruchfeldstärke immer mehr ab und
hohen Spannungen erfolgt der Hochvakuumdurch-
schlag bei Kathodenfeldstärken, die nicht mehr zu
nachweisbaren Feldemission ausreichen. Man
daraus den Schluß ziehen, daß bei hohen
Spannungen nicht mehr die Feldemission der maß-
gebende Faktor für die Einleitung des Durchschlages
sein kann vielmehr annehmen, daß bereits ein ein-
zelnes Elektron, das z. B. durch thermische Emission
Photoeffekt aus der Kathode austritt, so günstige
Entscheidungsbedingungen findet, daß es zum lawinen-
artigen Anwachsen des Stromes und damit zum Durch-
schlag kommt. Während also bei niedrigen Spannun-
gen Bedingungen für eine Instabilität der Entla-
dung durch eine bestimmte Stromdichte der Feld-
emission erst geschaffen werden müssen, sind sie bei
hohen Spannungen von Anfang an vorhanden, so daß
bereits ein Elektron zur Einleitung des Durch-
schlages ausreicht. Zwischen diesen beiden
Gebieten liegt ein Übergangsgebiet, in dem mit zu-
nehmender Spannung die zum Durchschlag nötige
Feldemission immer kleiner wird.

Betrachten wir die Verhältnisse beim Vakuum-
durchschlag im Bereich hoher Spannungen näher [21].
Von der Kathode gestartetes Elektron wird im
Feld beschleunigt und löst beim Auftreffen auf die
Anode positive Ionen und *c* Photonen aus. Die Ionen
treffen auf die Kathode und erzeugen ein Ion *b* und ein Photon *d* Sekun-
därelektronen. Sollen diese Prozesse einen lawinen-
artigen Charakter annehmen und zum Durchschlag
führen, so muß gelten:

$$a + b + c + d > 1. \quad (2)$$

Zur ausreichenden Kenntnis dieser Faktoren, *a*, *b*, *c*, *d*
bedeutet bis heute noch nicht. Ihre Werte hängen nicht
von Spannung und Feldstärke an den Elektroden,
sondern auch vom Elektrodenmaterial und den schwer
kontrollierenden Einflüssen der Oberflächenbe-
feuchtung, der Oberflächenschichten usw. ab. Abb. 4
zeigt einige Messungen von *a* und *b* für Stahlelektroden
im Abstand von 2 cm wieder [20]. Bei kleinen
Spannungen ist ein Maximum vorhanden, das von dem
vorhandenen Restgasdruck im Entladungsraum
abhängt und mit diesem Druck variiert. Dieser Gas-
druck wird die geringfügige Druckabhängigkeit des
Hochvakuumdurchschlages zugeschrieben. Mit zunehmen-
der Spannung verschwindet dieser Anteil und es über-
wiegen die Ionen aus der Anode. Wesentlich ist, daß
mit dem Anstieg bei höheren Spannungen *a* nur sehr
langsam Werte erreicht. Wenn also der angedeutete
Ionen-Mechanismus wirksam werden soll, muß *b*
entsprechend höhere Werte annehmen. Der Koeffi-
zient *a* ist unter den wirklich beim Hochvakuumdurch-
schlag vorhandenen Bedingungen gemessen worden,
während an der Anode lag ein den Ionenaustritt begünsti-
gendes Feld. Der Koeffizient *b'* in Abb. 4 entspricht
dieser Bedingung, die Elektronen wurden aus
der Kathode im feldfreien Raum ausgelöst. Der
Koeffizient *b* wäre also vermutlich höher als
die Koeffizienten *a* und *b'* zeigen bei Annäherung

an die Durchschlagsspannung einen steilen Anstieg.
Leider sind die Messungen nicht soweit durchgeführt,
daß man ersehen könnte, ob die in Gleichung 2 gefor-
derte Bedingung bereits durch diesen Mechanismus
erfüllt werden kann, oder ob Photonen in wesentlichen
Maße mitwirken müssen. Es ist noch hinzuzufügen,
daß der Koeffizient *a* aus verschiedenen Faktoren zu-
sammengesetzt ist. Ein Elektron löst nämlich auch
in größerer Zahl Sekundärelektronen an der Anode
aus, die zwar sofort wieder dorthin zurückkehren, da-
bei aber im Wechselspiel positive Ionen erzeugen könn-
ten. Auch darüber liegen keine ausreichenden Zahlen-
angaben vor¹. Noch viel unsicherer sind die Angaben
über die Koeffizienten *c* und *d*, die von Photonen her-
rühren. Man wird annehmen können, daß im Gesamt-
gebiet der Röntgenstrahlen mit Ausnahme der ultra-
weichen Strahlung die Koeffizienten *c* und *d* keine
Rolle spielen. Dies wird durch Versuche unterstützt,
die später besprochen werden. Weniger gut lassen sich
Aussagen im Übergangsgebiet zwischen fernem Ultra-

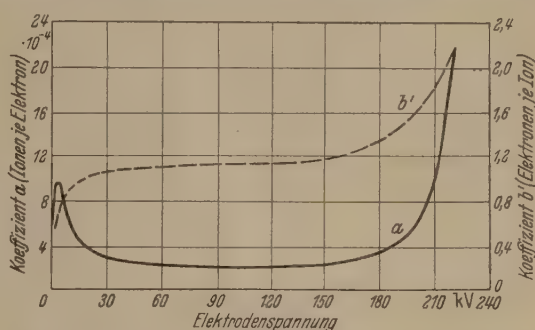


Abb. 4. Sekundäremissionskoeffizienten für die Hochvakuumentladung
für Stahlelektroden bei 2 cm Abstand. (Nach TRUMP und VAN DE GRAAFF.)

violett und ultraweiche Röntgenstrahlung, also im
Gebiet zwischen 1000 Å und 100 Å machen. Aber auch
hier scheinen die Versuche darauf hinzuweisen, daß ihr
Einfluß gering ist, ebenso wie das anschließende Ultra-
violett bis hin zum Sichtbaren.

Betrachten wir nun die Situation, in der wir uns
mit der Röntgenblitzentladung gegenüber dem obigen
Bilde des Hochvakuumdurchschlages befinden. Die
Spannung am Rohr wird je nach der Anwendung
einige 10⁴ bis 10⁵ V betragen. Die Elektrodenabstände
variieren etwa zwischen 1 und 10 cm. Die Kathoden-
feldstärke ist nicht immer mit Sicherheit anzugeben,
da nur selten ein homogenes Feld verwendet wird.
Meistens überschreitet jedoch die Feldstärke an der
Kathode nicht einen Wert von einigen 10⁵ V/cm. Bei
einem Vergleich mit den Kurven der Abb. 3 erkennt
man, daß unter diesen Umständen höchstens bei
extremen Bedingungen die zur selbständigen Zündung
nötige Feldstärke und Spannung erreicht wird. Im
allgemeinen erträgt ein Röntgenblitzrohr statisch die
Betriebsspannung, ohne von selbst zu zünden. Es sol-

¹ Auch eine Reihe weiterer Versuche, die nach sorg-
fältiger Entgasung der Elektroden und bei extremen Hoch-
vakuum durchgeführt wurden, lieferten noch wesentlich
kleinere Werte für *a* und *b*, als zur Erfüllung der Zünd-
bedingung (2) nötig wäre (36, 37). Auch das Auftreten von
negativen Ionen bei Beschuß der Kathode mit positiven
Ionen (38) ist deshalb zur Erklärung des Hochvakuumdurch-
schlages herangezogen worden. Von anderer Seite (39) wird
lokale Verdampfung an den Elektroden durch den Aufprall
größerer Partikel (Cluster), die durch elektrostatische Kräfte
von den Elektroden abgelöst werden, für die Einleitung der
Entladung verantwortlich gemacht.

len dabei die Fälle ausgeschlossen werden, wo infolge zu hohen Druckes im Entladungsraum die Zündung durch Gasionisation einsetzt. Die Zündung eines Röntgenblitzrohres kann also im Normalfall nur mit Hilfe eines Zündimpulses durchgeführt werden. Dies geschieht etwa so, daß der Zündelektrode Z in Abb. 1 und 2 ein Spannungsimpuls von solcher Größe zugeführt wird, daß eine Feldemission zwischen der Zündelektrode und der Kathode K entstehen kann. Da der Abstand zwischen Z und K nur etwa 0,1 mm beträgt, genügen dafür Spannungen von einigen 10^4 V. Die nunmehr an der Kathode vorhandenen Elektronen gelangen zur Anode und schaffen dort durch Sekundäreffekte die Voraussetzung für ein lawinenartiges Anschwellen der Entladung. Ist die Spannung zwischen Anode und Kathode klein, so darf ein bestimmter Wert der von der Zündentladung herrührenden Stromdichte nicht unterschritten werden, wenn die Hauptentladung gezündet werden soll. Je höhere Spannungen dagegen zwischen Kathode und Anode lie-

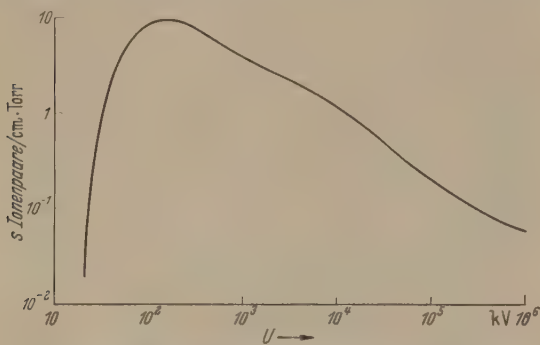


Abb. 5. Ionisierungskoeffizient s für Elektronen in Luft.
(Nach ENGEL-STEENBECK.)

gen, um so geringere Fremdstromdichten sind nötig, bis schließlich im Grenzfall bei beliebig kleinem Fremdstrom der Durchschlag einsetzt. Dies bedeutet, daß in zunehmendem Maße die durch Gl. (2) geforderten Sekundärprozesse wirksam werden.

Die Röntgenblitzentladung liegt also, mit Ausnahme extremer Fälle, im Übergangsgebiet zwischen dem Vakuumdurchschlag bei hoher Feldstärke und dem Vakuumdurchschlag bei hoher Spannung.

4. Der Aufbau einer stromstarken Entladung.

Im vorigen Abschnitt war über die Einleitung der Hochvakuumentladung gesprochen worden. Wie schon erwähnt, kann das Weiterwachsen der einmal gezündeten Entladung zu den experimentell gefundenen hohen Stromstärken nur dann stattfinden, wenn durch positive Ionen eine Kompensation der Elektronenraumladung erfolgt. Man kann diese Bedingung so formulieren, daß zu jedem Zeitpunkt der Entladung, abgesehen vom ersten Anfang, gleich viel positive Ionen wie Elektronen im Entladungsraum vorhanden sein müssen. Unter dieser Annahme läßt sich mit einigen Vereinfachungen der Verlauf einer Entladung nach Beginn der Zündung berechnen [1]. Dazu muß noch eine Aussage darüber vorliegen, in welcher Form die positiven Ionen im Gasraum gebildet werden. Es lassen sich zunächst zwei Grenzfälle unterscheiden:

Im ersten Fall, bei extremem Hochvakuum, ist die Zahl der Moleküle im Raum zwischen den Elektroden so gering, daß die Bildung von positiven Ionen durch Zusammenstöße von Elektronen mit den Gasmolekü-

len vernachlässigt werden kann. Die experimente auch bei bestem Vakuum gefundenen hohen Stromstärken lassen sich deswegen nur so erklären, daß Fremdstrom, welcher die Zündung einleitet, an Anode vermutlich durch thermische Effekte Gasdampfausbrüche bewirkt. Die Bildung von positiven Ionen findet jetzt durch Elektronenstoß an diesen der Anode befindlichen Molekülen statt. Die in unmittelbarer Nähe der Anode gebildeten Ionen laufen im Felde zur Kathode. Da ihre Geschwindigkeit im Vergleich zur Elektronengeschwindigkeit sehr klein ist, verweilen sie lange im Entladungsraum, so daß allmähliches Anwachsen der positiven Raumladung und damit des Elektronenstroms möglich wird. solcher Mechanismus ist übrigens auch zur Erklärung der Zündung nötig. Sehen wir nämlich aus dem vorigen Abschnitt besprochenen Gründen von einem Einfluß der Photonen ab, so muß Gl. (2) ersetzt werden durch:

$$ab > 1.$$

Aus den angeführten Messungen ergibt sich aber, daß diese Bedingung im Bereich der Röntgenblitzentladung nicht erfüllt ist, wenn wir die Werte von a für eine massive Anode zugrundelegen. Bezeichnen wir jedoch als die Zahl der positiven Ionen, die durch ein Elektron in der Gasschicht vor der Anode erzeugt werden, so kann a bei genügend hohem Druck Werte erreichen, die zur Erfüllung von Gl. (3) ausreichen. So erzeugen z. B. Elektronen von 10^4 eV auf einem Weg von 1 mm in Luft von 10 Torr etwa ein Ionenpaar. Nimmt man an, daß durch einen Gasausbruch eine derartige Luftschicht vor der Anode entstanden ist, so ergäbe dies ein Effektivwert von a gleich 1. Da b nach den Messungen über 1 liegt, wäre durch den geschilderten Prozeß Gl. (3) erfüllt. Es ist einzusehen, daß die Entladung in diesem Falle vom Restgasdruck unabhängig sein muß. Insbesondere wird die Dauer der Entladung unabhängig vom Druck sein, da ja die Gasschicht vor der Anode, welche den Ablauf bestimmt, nur von der Stromdichte abhängt. Die später beschriebenen Experimente stützen dieses Ergebnis.

Der zweite Fall tritt dann ein, wenn die Entladung bei so hohem Druck stattfindet, daß die Ionisation des Gasraums die eben geschilderten Effekte überwiegt. Dann muß natürlich die Entladung von dem stationären Entladungsraum herrschenden Druck abhängen. Dies wird experimentell auch tatsächlich gefunden. Der Verlauf von Strom und Spannung läßt sich näherungsweise berechnen [5]. Wir nehmen zur Vereinfachung an, daß Selbstinduktion L und Widerstand (Abb. 1) des Entladungskreises vernachlässigt werden können. Dann ist zu jedem Zeitpunkt die Spannung am Röntgenblitzrohr und am Kondensator gleich groß. Zur Zeit t gleich 0 sei die Aufladespannung U_0 . Von der Kathode zur Anode fliegenden Elektronen ionisieren im Gasraum entsprechend ihrer Geschwindigkeit v und dem Gasdruck p . Der Ionisierungskoeffizient s , d. h. die Zahl der Ionenpaare pro Elektron, Elektronenweg und Torr läßt sich z. B. für Luft angeben und ist in Abhängigkeit von der Spannung, die das Elektron durchlaufen hat, in Abb. 5 angegeben. (Die Werte sind dem Buch ENGEL-STEENBECK entnommen.) Die Zahl der positiven Ionen dn^+ , die einem Zeitelement dt vor der Anode gebildet werden, ist also:

$$dn^+ = \frac{dq}{e} \cdot s \cdot p.$$

dabei die während dt durch das Volumenelement dV fließende negative Ladung, also dq/e die Zahl der Ionen. Der Ionisierungskoeffizient s wird entsprechend der vollen Spannung U , die von den Elektronen an der Anode durchfallen ist, gewählt. Zur Berechnung läßt sich nun die Zahl der positiven Ionen N_t^+ berechnen, wenn man annimmt, daß sie während der Dauer des Vorganges keine merkliche Bewegung auszuweisen haben. Es gilt dann:

$$N_t^+ = \int_0^t dn^+ = \frac{p}{e} \int_0^q s dq. \quad (5)$$

Die Forderung eines quasineutralen Plasmas ergibt, daß N_t^+ gleich der Zahl der in diesem Volumenelement vorhandenen Elektronen N_t^- sein muß. Die Geschwindigkeit v der Elektronen vor der Anode ist die zur Zeit t vorhandene Rohrspannung U gleich. Die Stromdichte findet man dann zu:

$$i_t = N_t^- \cdot v \cdot e = v \cdot p \int_0^q s dq. \quad (6)$$

Für die Anodenfläche F ergibt sich der Gesamtstrom:

$$J = i \cdot F = v \cdot p \int_0^q s dQ, \quad (7)$$

da Q gleich qF die gesamte bis zur Zeit t durch das Rohr geflossene Ladungsmenge ist. Die Geschwindigkeit v der Elektronen ist:

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U}. \quad (8)$$

Damit,

$$J = p \cdot \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U} \int_0^Q s dQ. \quad (9)$$

Wenn Ladung und Spannung gilt die Beziehung:

$$Q = C (U_0 - U). \quad (10)$$

In (9) eingesetzt ergibt:

$$\frac{dQ}{dt} = -C \frac{dU}{dt} = -p \cdot C \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U} \int_{U_0}^U s(U) dU. \quad (11)$$

Wenn man die beiden Gleichungen für Strom und Spannung gegeben:

$$\frac{dU}{dt} = p \sqrt{\frac{2e}{m} \cdot U} \int_{U_0}^U s(U) dU, \quad (12)$$

$$J = -C \frac{dU}{dt}. \quad (13)$$

Eine graphische Auswertung von Gl. (12) und (13) ist in der Zugrundelegung der Ionisierungsfunktion $s(U)$ in Abb. 5 liefert den in Abb. 6 dargestellten Strom-Spannungsverlauf. Die Anfangsspannung wurde auf 40 kV gewählt, die Kapazität zu 10^{-8} F. Da sowohl J als T von p abhängig sind, ist I/p als Funktion von U aufgetragen, um einen dem jeweiligen Druck entsprechenden Wert später eintragen zu können. Für Werte von p wollen wir den Spitzenstrom und die Halbwertsdauer T der Stromkurve ausrechnen. Für $p = 10^{-3}$ Torr ist J_{max} gleich 1300 Amp. und T gleich $2,5 \cdot 10^{-7}$ sec. Für p gleich 10^{-5} Torr ist J_{max} gleich 13 Amp. und T gleich $2,5 \cdot 10^{-5}$ sec. Mit den Werten zu besprechenden Experimenten sind die Werte

bei 10^{-3} Torr im Einklang, während bei 10^{-5} Torr sehr viel kleinere Spitzenströme und sehr viel längere Zeiten berechnet werden, als sie das Experiment ergibt. In dem Bereich zwischen 10^{-3} und 10^{-5} Torr liegt also der Übergang von der Stoßionisation im Restgas zur Ionisation in den aus der Anode ausgelösten Gasen oder Dämpfen. In diesem Gebiet verschwindet allmählich die Abhängigkeit des Entladungsablaufes vom statisch gemessenen Druck. Wie sich später noch zeigen wird, bleibt dabei der allgemeine Charakter der Strom- und Spannungskurven ebenso wie der der Röntgenstrahlung erhalten, so daß auch eine zahlenmäßige Übereinstimmung mit den in Abb. 6 dargestellten Kurven erhalten wird, wenn man an Stelle des statischen Druckes einen Effektivwert für p einsetzt, der zwar experimentell schwer direkt zu bestimmen sein dürfte, jedoch konstant bleiben muß, was aus der experimentell gefundenen Konstanz von I und T unterhalb eines bestimmten Restgasdruckes hervorgeht.

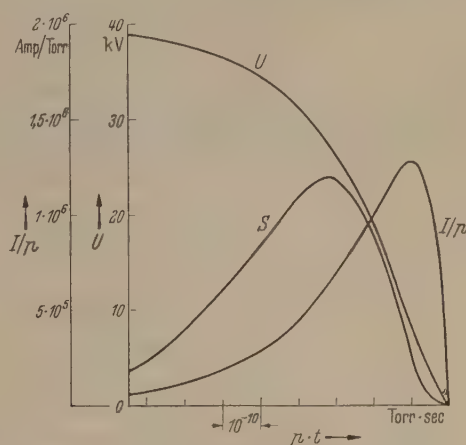


Abb. 6. Berechneter Strom- und Spannungsverlauf im Röntgenblitzrohr für $U_0 = 40$ kV und $C = 10^{-8}$ F.
 S = Strahlungsstärke des Röntgenbremskontinuums in willkürlichen Einheiten (berechnet).

5. Der Röntgenblitz.

Mit den bis jetzt gewonnenen Erkenntnissen läßt sich das Entstehen des Röntgenblitzes und der zeitliche Verlauf der Strahlungsintensität verstehen. Die Abb. 6 gibt den zu jedem Zeitpunkt auf die Anode treffenden Elektronenstrom I und die dazugehörige Spannung U wieder. Damit kann die Strahlungsstärke des Bremskontinuums berechnet werden, das in den meisten Fällen den Hauptanteil der Strahlung bildet. Es ist:

$$S = \text{const } Z \cdot U^2 \cdot J, \quad (14)$$

wobei Z die Ordnungszahl des Anodenmaterials ist. Die Strahlungsmenge M eines Blitzes ist also das Integral über die Entladungszeit t :

$$M = \text{const } Z \int_0^t U^2 \cdot J dt. \quad (15)$$

Die Härte der emittierten Röntgenstrahlung nimmt im Verlauf einer Entladung entsprechend der Abnahme von U ab. Beim Maximum der Strahlungsstärke ist die Spannung bereits auf 60% des Anfangswertes gefallen. Dies hat zur Folge, daß die Strahlung eines Röntgenblitzes sehr viel weicher ist als die eines kontinuierlich betriebenen Röntgenrohres gleicher Betriebsspannung. Während man bei stationärem Betrieb etwa $\frac{2}{3}$ der Betriebsspannung für die Berechnung

einer effektiven Wellenlänge zugrunde legt, muß man nach experimentellen Untersuchungen beim Röntgenblitzrohr mit $\frac{1}{3}$ der Anfangsspannung rechnen. Bei einem mit 40 kV Aufladespannung erzeugten Röntgenblitz muß man einen Absorptionskoeffizienten annehmen, der einer homogenen Strahlung von etwa 13 kV entspricht.

Unabhängig von der mit dem Druck variablen Entladungsdauer ergibt Gl. (15) einen konstanten Wert

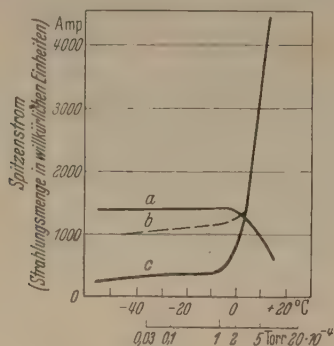


Abb. 7. Spitzenstrom (b und c) und Röntgenstrahlung (a) in Abhängigkeit vom Druck. Die Entladung erfolgte in Hg-Dampf, dessen Druck durch Temperaturveränderung eingestellt wurde. b und c entsprechen zwei verschiedenen Betriebsbedingungen des Rohres. (Nach KINGDON und TANIS.)

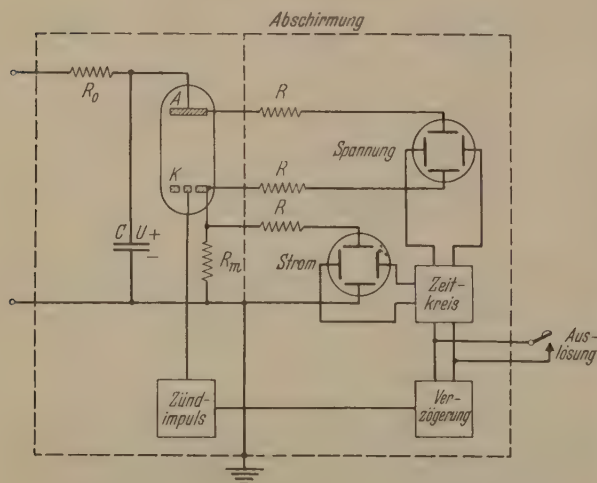


Abb. 8. Oszillographische Messung des Strom- und Spannungsverlaufes. R_0 = Aufladewiderstand, R = Dämpfungswiderstände, R_m = induktionsarmer Meßwiderstand.

der Strahlungsmenge. Dies trifft experimentell nur in beschränktem Umfange zu. Der Grund für die im Bereich höherer Drücke auftretenden Abweichungen liegt in der Vernachlässigung der Selbstinduktion L des Entladungskreises. In Wirklichkeit ist ja die Rohrspannung U von der Kondensatorspannung U_0 verschieden. Es gilt

$$U = U_0 - L \cdot \frac{dJ}{dt}. \quad (16)$$

Aus Abb. 6 läßt sich leicht entnehmen, daß bereits im Druckbereich zwischen 10^{-4} und 10^{-3} Torr bei einer Selbstinduktion von wenigen μHy der induktive Spannungsabfall Werte annimmt, die mit der jeweiligen Betriebsspannung vergleichbar sind.

Bei niedrigen Drücken ändert sich, wie schon erwähnt, die Entladungsdauer und damit auch der Strom nicht mehr mit dem statischen Druck. Gelangt man dagegen in einen Druckbereich, wo der statische Druck von Einfluß wird, so steigt der Strom sehr

schnell mit dem Druck an und entsprechend nimmt die Entladungsdauer, d. h. also auch die Dauer des Röntgenblitzes ab. So erwünscht dies für die Erzeugung intensiven und sehr kurzen Röntgenblitzen ist, schnell setzt doch in dieser Richtung der Einfluß der Selbstinduktion durch starkes Absinken der Röntgenintensität eine Grenze. Abb. 7 zeigt, daß unter dort gewählten Versuchsbedingungen bei einem Druck von $2 \cdot 10^{-4}$ Torr der Strom steil ansteigt und gleichzeitig die Röntgenstrahlung abnimmt [2].

Bei der experimentellen Bestimmung der Strahlungsmenge ist zu beachten, daß die bei niedrigen Spannungen emittierten Strahlungsanteile im Austrittsfenster des Röntgenrohres erheblich stärker absorbiert werden. Dies ist beim Vergleich der berechneten Intensitätskurve (Abb. 6) mit den später zu berücksichtigenden experimentell gefundenen Kurven (Abb. 7) zu berücksichtigen.

B. Experimentelle Untersuchungen an Röntgenblitzrohren.

1. Der Spannungsverlauf.

Wie aus den Überlegungen des vorigen Abschnitts hervorgeht, sind zur Beschreibung der Röntgenblitzentladung insbesondere Aussagen über den zeitlichen Verlauf von Spannung, Strom und Röntgenstrahlung nötig. Es liegen bis jetzt nur wenige Messungen dieser Art vor [5, 16], was daran liegen mag, daß die Messmethoden einen ziemlichen Aufwand erfordern und einige besondere Schwierigkeiten bieten. Es soll deshalb näher darauf eingegangen werden.

Relativ einfach läßt sich der Spannungsverlauf am Röntgenblitzrohr bestimmen. Für die im folgenden beschriebenen Versuche wurde ein Hochspannungsozillograph (Hochspannungsgesellschaft Köln-Zoo stock) benutzt. An dessen Ablenkensystem konnte eine statische Spannung bis zu 100 kV gelegt werden. Das Entladungsrohr wurde direkt an die Ablenkplatten angeschlossen. Man vermeidet damit die Anwendung eines Spannungsteilers und die dadurch möglichen Fehlerquellen bei sehr schnellen Vorgängen. Für die Innenphotographie, d. h. direkter Schwärzung der photographischen Schicht durch den Elektronenstrom, erreicht man eine Schreibgeschwindigkeit von etwa 10^5 km/sec. Um einen eventuellen Einfluß der Selbstinduktion des Entladungskreises auf die Messung der Rohrspannung zu vermeiden, müssen die Spannungsabgriffe zum Oszillographen, wie in Abb. 8 angedeutet, möglichst dicht an den Elektroden liegen. Um Eigenschwingungen der Meßleitung zum Oszillographen auszuschalten, muß diese möglichst kurz gehalten werden und mit Dämpfungswiderständen versehen sein, deren Größe jedoch bei einer gegebenen Kapazität der Platten noch keine Verzerrung des Vorganges ergeben darf. Die Messung erfolgte so, daß zunächst der Zeitkreis ausgelöst wurde, während der Zündimpuls eine wählbare Zeit später über ein elektronisches Verzögerungsgerät die Entladung einleitete. Setzt man wesentlich bei dieser und allen folgenden Messungen eine weitgehende Abschirmung zwischen dem Entladungskreis und dem Oszillographen samt den zugehörigen Meßgeräten. Beide Teile wurden in getrennten und geerdete Abschirmkästen aus Aluminiumblech gesetzt.

Abb. 9 zeigt Oszillogramme des Spannungsverlaufes an einem Siemens-Röntgenblitzrohr [4, 15].

kleinen Kapazität von 500 pF und einem statischen Druck im Rohr von etwa $3 \cdot 10^{-4}$ Torr¹ erhält einen Spannungsverlauf entsprechend Abb. 9a. Vorher des Zusammenbruches ist ungefähr 10^{-6} sec. die gleiche Dauer ergibt sich für einen Kontor von 10 000 pF bei gleichem Druck. Jedoch ist die umgesetzte Energie bereits so groß, daß die Rohr durch Erhitzung und Verdampfung der Elektronen entstandene Gasatmosphäre einen Druck beider zur Ausbildung eines Lichtbogens ausreicht. In diesem Stadium ist an den Oszillationen zu erkennen, wenn ein Spannungszusammenbruch folgen. Mitunter tritt diese Dampfzusammenbruch bereits zu einem frühen Stadium der Entladung so stark ein, daß sie schlagartiges Zusammenbrechen der Spannung bewirkt. Damit sinkt auch die Röntgenstrahlung entsprechend dem in Abschnitt A 5 Gesagten plötzlich Null ab, d. h. die Gesamtintensität des Röntgenstrahls ist niedrig. Bei der gleichen Kapazität von 500 pF wurde auch am gleichen Röntgenblitzrohr ein Spannungszusammenbruch aufgenommen, jedoch im Gegensatz zu den seitherigen Versuchen bei Atmosphärendruck im Rohr. Dabei bildete sich natürlich kein Röntgenblitz aus, es ergab sich aber, daß der Zusammenbruch in Zeiten von 10^{-8} sec erfolgte. Obwohl also beim Hochvakuumdurchschlag die Bewegung der einzelnen Ladungsträger sehr viel schneller ist als bei hohem Druck, entwickelt sich doch der Hochvakuumdurchschlag um zwei Größenordnungen später als die bei Atmosphärendruck unter den gleichen Bedingungen auftretende Kanalentladung, die schließlich zum stromstarken Funken führt. Die Kanalbildung erfolgt ja bekanntlich so, daß eine einzige an der Kathode gestartete Lawine durch Raumladungseffekte und Photoionisation eine Entladung in die Kanalentladung bewirkt. Nach dem Anfang gegebenen Bild sind im Gegensatz dazu beim Hochvakuumdurchschlag sehr viele Hin- und Herbewegungen von geladenen Teilchen zwischen Kathode und Anode nötig. Der Vorgang hat eine weitgehende Ähnlichkeit mit der bei mittleren Drücken stattfindenden TOWNSEND-Entladung, wobei ein mehrfaches Laupspiel das Anwachsen des Entladungsstromes bewirkt.

Aus den Oszillogrammen 9b und 9c läßt sich der Zeitpunkt entnehmen, zu dem die Entladung durch den Zündimpuls eingeleitet wurde. Bis zum Aufbau des stromstarken Entladung vergeht eine beträchtliche Zeit, die nach den Versuchen von der Stärke des Zündimpulses abhängt. Experimentell wurden Aufbaupzeiten zwischen 10^{-5} und 10^{-6} sec gefunden.

Der langsame Entladungsaufbau im Vakuum läßt sich schließen zu, daß die daran beteiligten Sekundärionisations-Koeffizienten sehr klein sein müssen. Benutzt man mit x einen summarischen Koeffizienten, gleich $a \cdot b$ (Gl. (3)) sein soll, so läßt sich aus den experimentellen Daten ein mittlerer effektiver Wert abschätzen, wobei man sich darüber klar sein muß, daß dieser Wert keine Konstante ist, sondern während der Entladung stärkere Änderungen zeigen

Sowohl hier wie bei allen folgenden Messungen wurde eine Metallausführung des Siemens-Rohres benutzt. Nach privater Mitteilung von Herrn Dr. SCHAAFFS ist das Vakuum der neueren Rohre [15] mit innen glasierten Glaskörper wesentlich besser und beträgt etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Betrieb mit einer dreistufigen Öl-Fraktions-Diffusionspumpe.

kann. Es sei T die experimentell gefundene Entladungsdauer, t die Zeit, welche ein positives Ion im Mittel für seinen Weg von der Anode zur Kathode braucht, i die Stromdichte und v die Elektronengeschwindigkeit zur Zeit T . Dann ist die Zahl n der positiven Ionen und wegen der Neutralitätsbedingung auch der Elektronen zur Zeit T gegeben durch:

$$n = x \frac{T}{t}; \quad (17)$$

daraus erhält man die Stromdichte:

$$i = n \cdot e \cdot v = x \frac{T}{t} \cdot e \cdot v. \quad (18)$$

Für $i = 10^2$ Amp/cm², $T = 10^{-5}$ sec, $t = 10^{-8}$ sec, $v = 10^{10}$ cm/sec erhält man $x = 1,003$.

2. Der Stromverlauf.

Der Stromverlauf im Röntgenblitzrohr wird meistens so gemessen, daß der Spannungsabfall an einem im Entladungskreis liegenden Widerstand oszillographiert wird. Will man nur die Spitzenstromstärke bestimmen, so führt man die am Widerstand abgegriffene Spannung einer Funkenstrecke zu, die so eingestellt wird, daß sie bei einer bestimmten Entladung gerade noch zündet. Auf diese Weise sind z. B. die Kurven in Abb. 7 gewonnen worden. Abgesehen davon, daß die Spitzenstromstärke zur Beschreibung einer Entladung unzureichend ist, bestehen bei diesem Verfahren mehrere Fehlermöglichkeiten. Der Meßwiderstand muß relativ groß sein, um die zum Funkenüberschlag nötige hohe Spannung zu liefern. Dies kann eine Änderung der Entladung hervorrufen. Außerdem ist man nicht sicher, daß man wirklich immer die Spitzenstromstärke während des Röntgenblitzes mißt. Es wäre denkbar, daß in manchen Fällen die Stromspitzen eines nachfolgenden Lichtbogens größer sind als während des Röntgenblitzes und somit die Funkenspannung diesem Stadium entspricht.

Die Anordnung zur oszillographischen Registrierung des Stromes ist in Abb. 8 mit enthalten, und entspricht im wesentlichen dem Verfahren bei der Spannungsmessung. Da die Ablenkempfindlichkeit des Oszillographen sehr viel höher sein muß als bei Messung der Spannung am Rohr, muß auf die Abschirmung besonderer Wert gelegt werden. Die maximalen Ablenkungsspannungen betragen etwa 100 Volt bei Meßwiderständen R_m zwischen 0,1 und 1 Ohm. Dieser Meßwiderstand muß eine Reihe von Bedingungen erfüllen. Zunächst darf er keinen wesentlichen Einfluß auf die Entladung haben. Bei $R_m = 1$ Ohm ist dies

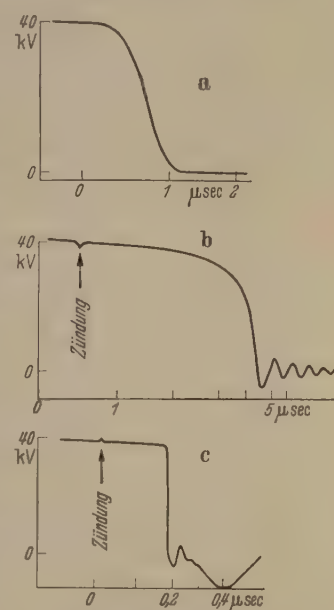


Abb. 9. Spannungsverlauf am Röntgenblitzrohr. (Siemens-Röntgenblitzrohr). a) Kapazität 500 pF, $p \sim 10^{-4}$ Torr. b) Kapazität 10 000 pF, $p \sim 10^{-1}$ Torr. c) Kapazität 10 000 pF, $p = 760$ Torr.

nicht zu befürchten. Er muß hochbelastbar sein und eine ausreichende Temperatur- und Spannungskonstanz besitzen. Insbesondere muß jedoch seine Selbstinduktion sehr gering sein, da in der Entladung sehr hohe Werte von dI/dt auftreten können. Es sind verschiedene Vorschläge gemacht worden, um diese Forderungen zu erfüllen [16, 24]. Für die folgenden Messungen wurde ein flachgewinkeltes Manganinband benutzt, das zu Kontrollmessungen durch ein geometrisch gleiches Kupferband ersetzt werden konnte. Bei höheren Stromstärken reichte die Anordnung nicht mehr aus, so daß die Versuche auf Entladungen bis zu etwa 100 Amp beschränkt werden mußten.

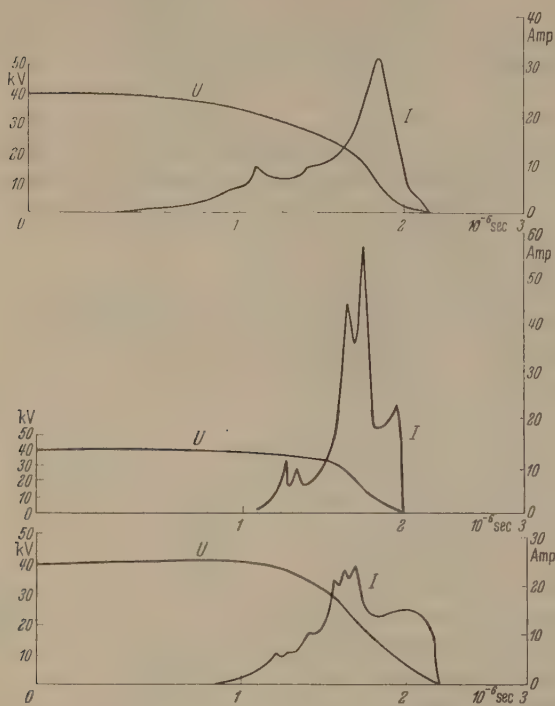


Abb. 10. Strom- und Spannungsverlauf beim Röntgenblitzrohr (Siemens). Der Spannungsverlauf wurde aus der experimentell gewonnenen Stromkurve durch Integration ermittelt.

Es wäre natürlich wünschenswert, Spannungs- und Stromverlauf an der gleichen Entladung zu bestimmen. Dies war aus technischen Gründen nicht möglich. Da die Entladungen unter sich sehr verschieden sind, konnte auch eine Zuordnung von Spannungs- und Stromkurven, die aus zwei verschiedenen Entladungen gewonnen waren, nicht durchgeführt werden.

Abb. 10 zeigt einige experimentell gewonnene Stromkurven bei relativ kleinen Stromstärken. Die Anfangsspannung war 40 kV, die Entladekapazität 500 pF. Es fällt sofort die große Verschiedenheit der Kurven auf. Sie zeigen alle mehr oder weniger ausgeprägte unregelmäßige Spitzen. Gemeinsam ist jedoch allen Kurven ein flacher Anstieg zu Beginn der Entladung und ein steiler Abfall am Ende, was auch das charakteristische Merkmal der berechneten Kurvenform in Abb. 6 ist. Diesem berechneten Verlauf überlagern sich nun bei den experimentellen Kurven eine mehr oder weniger große Zahl verschiedenartiger Spitzen. Die Messungen wurden an einem Siemens-Röntgenblitzrohr mit W-Anode durchgeführt, das während des Betriebs laufend an der Pumpe lag. Trotzdem wurde infolge der vielen nicht entgasen Metallteile und Dichtungen nur ein Druck von etwa $2-4 \cdot 10^{-4}$ Torr erreicht. Man befindet sich noch in einem Ge-

biet, wo der statische Druck von Einfluß sein. Die Entladungsdauer ist dementsprechend kurz, liegt dicht unterhalb 10^{-6} sec.

In Abb. 10 ist zu jeder Stromkurve auch die Spannungskurve eingetragen. Sie ist entsprechend Gl. (15) durch Integration der Stromkurve bestimmt worden. Im Spannungsverlauf kommen durch das Integrationsverfahren die im Stromverlauf auftretenden Unregelmäßigkeiten nicht wesentlich zum Ausdruck, was auch die experimentell gefundenen Spannungskurven der Abb. 9 zeigen.

Aus Strom- und Spannungsverlauf läßt sich nach Gl. (15) und (16) der Verlauf des Röntgenbremsstrahlungsspektrums und die gesamte Strahlungsmenge eines Blitzes bis auf einen konstanten Faktor berechnen. Intensitätsverlauf muß dabei ebenfalls starke unregelmäßige Spitzen aufweisen, was durch die im folgenden beschriebenen Versuche bestätigt wird, bei denen die Röntgenstrahlung direkt gemessen wurde.

Eine Erklärung der Unregelmäßigkeiten des Entladungsablaufes läßt sich geben, wenn man das oben entworfene Bild des Hochvakuumdurchschlages zugrunde legt. Das Anwachsen der einmal eingeleiteten Entladung und die Neutralisation der Restladung erfordern danach thermische Prozesse an der Anode, die sich in Gas- und Dampfausbrüchen äußern. Diese Vorgänge spielen sich zunächst vermutlich in einem eng begrenzten Gebiet der Anodenoberfläche ab und wandern dann infolge der von ihnen bewirkten lokalen Umbildung der Oberflächenfeldstärke auf große Teile der Anodenoberfläche. Dabei spielen auch immer vorhandenen Unregelmäßigkeiten der Anodenflächenstruktur eine ausschlaggebende Rolle und lassen die gefundenen Schwankungen verständlich erscheinen. Es paßt sehr gut in dieses Bild, daß mit abnehmendem Restgasdruck die Unregelmäßigkeiten stärker hervortreten, da ja jetzt die Prozesse an der Anode dominieren. Umgekehrt wird der Entladungsablauf gleichmäßiger bei zunehmendem Druck, da die Entladung in größerem Maße durch die Ionisation des Restgases bestimmt wird, wobei stärkere Unregelmäßigkeiten nicht zu erwarten sind. Bei großen Ladeenergien wird auch für niedere Drücke das Auftreten von unregelmäßigen Stromspitzen nur am Anfang zu beobachten sein, da nach kurzer Zeit die Anodenoberfläche völlig von einer weitgehend gleichmäßigen Gas- und Dampfwolke umgeben sein dürfte. Experimentell wurde auch tatsächlich ein sehr gleichmäßiger Verlauf des Stromes bei Spitzenstromstärken von 960 Amp. gefunden [16].

3. Die Röntgenstrahlung.

Die Messung der Strahlungsmenge eines Blitzes erfolgt am zweckmäßigsten mit einer Ionisationskammer. An ein derartiges Dosimeter für Röntgenstrahlung sind allerdings Anforderungen zu stellen, wie sie stationär betriebenen Röntgenrohren nicht vorliegen. Ein Röntgenblitz erzeugt in einer Ionisationskammer in etwa 10^{-6} sec eine so hohe Ionendichte, bei größeren Intensitäten eine Sättigung nur bei extremen Saugspannungen und sehr kleinen Kammerdimensionen zu erzielen ist. Aus Abb. 11 kann man erkennen, daß die dort verwendete Ionisationskammer mit 5 cm Durchmesser und 10 cm Länge bei einer Füllung mit Luft von Atmosphärendruck auch bei 1000 Volt Saugspannung noch keine Sättigung erreicht.

Dabei handelte es sich um einen relativ schwachen Röntgenblitz mit $U_0 = 50\text{ kV}$ und $C = 0,01\text{ }\mu\text{F}$ und einem Abstand Rohr-Kammer von 20 cm. Messungen bei höheren Intensitäten führt man daher am besten in großen Abständen vom Röntgenblitzrohr und extrapoliert mit Hilfe des quadratischen Abgesetztes auf die gewünschte Entfernung. Ein Beispiel dieses Verfahrens zeigt Abb. 12 nach KINGDON und TANIS [2]. Für diese Messungen wurden zwei Dosimeter verschiedener Größe benützt. Das kleinere hatte einen Innendurchmesser von 0,77 cm und eine Länge von 1,3 cm, das größere einen Innendurchmesser von 1,14 cm und eine Länge von 2,3 cm. Die Dosimeter waren mit Luft gefüllt und wurden bei einer Saugspannung von 400 Volt betrieben. Zum Vergleich wurde bei jeder Versuchsserie der auf die gleiche Spannung aufgeladene Kondensator über ein Leucht-Rohr mit einer Stromstärke von nur $2 \cdot 10^{-3}\text{ A}$ entladen. Entsprechend der geringen Dosis-Leistung treten dabei keine Abweichungen vom Abstandsgesetz auf wie die Kurven C und E zeigen. Unter den gegebenen Bedingungen lassen sich also brauchbare Messungen erst in einem Abstand von etwa 10 cm durchführen. Dabei ist die Dosis eines Röntgenblitzrohres ungefähr gleich der eines Coolidge-Rohres bei gleicher hindurchgeflossener Ladungsmenge.

Aus diesen Versuchen lassen sich Angaben über die Dosisintensität entnehmen, die mit Röntgenblitzen gemittelt werden können. In 11,5 cm Abstand von der Kammer ergibt sich bei 105 kV und $0,05\text{ }\mu\text{F}$ eine Dosis von 7 r. Bei einer Entladungsdauer von 10^{-6} sec erhält man also eine mittlere Dosis-Leistung von $7 \cdot 10^6\text{ r/sec}$. Bei einer Steigerung der Spannung auf 300 kV kann man etwa das 10-fache dieser Werte erwarten. Ob eine Steigerung überhaupt möglich ist, hängt davon ab, wann durch das Auftreten einer starken Anodenverdampfung die Entladungsdauer begrenzt wird. Darüber lassen sich jedoch noch keine endgültigen Aussagen machen.

Auch die Frequenz, mit der einzelne Blitze aufeinander folgen können, wird durch die thermische Belastbarkeit der Anode bestimmt. KINGDON und TANIS haben ihr Rohr bei 105 kV und $0,025\text{ }\mu\text{F}$ mit einem Blitz pro sec im Dauerbetrieb verwendet und dabei eine mittlere Dosisleistung von 3,5 r/sec erzielt, bei der schon eine Gelbfärbung der Anode auftrat.

Versichtlich schwieriger als die Messung der Gesamtdosisleistung eines Blitzes ist die Aufzeichnung des zeitlichen Ablaufs der Strahlungsstärke. Man kann sich vorstellen, daß eine Ionisationskammer infolge der Trägheit der sich darin abspielenden Prozesse nicht geeignet ist, Vorgänge aufzuzeichnen, die sich teilweise unterhalb 10^{-6} sec abspielen. Mit einer nach den Angaben besonders schnell arbeitenden Ionisationskammer haben SLACK und DICKSON [16] oszillographische Aufnahmen des Röntgenblitzverlaufs durchgeföhrt. Einzelheiten über die Ausbildung der Strahlungsintensität lassen sich daraus nicht entnehmen. Sie finden bei einer Spannung von 300 kV eine Blitzdauer von etwa 10^{-6} sec .

Die geschilderten Nachteile einer gasgefüllten Ionisationskammer vermeidet man bei Verwendung einer Hochvakuumphotozelle, bzw. eines Sekundärelektronen-Vervielfachers. Man läßt dabei die Röntgenstrahlung im einfachsten Falle direkt auf die

Kathode des Vervielfachers fallen und benützt die dort ausgelösten Elektronen zur Messung. Mit dieser Methode sind bereits einige Versuche über den Verlauf des Röntgenblitzes durchgeföhrt worden [5]. Da die Empfindlichkeit dieser Anordnung nicht sehr groß war, wurde versucht, die Röntgenstrahlung zur Anregung eines Leuchtschirmes zu benützen und dessen Leuchten mit einem Photovervielfacher zu messen. Die in

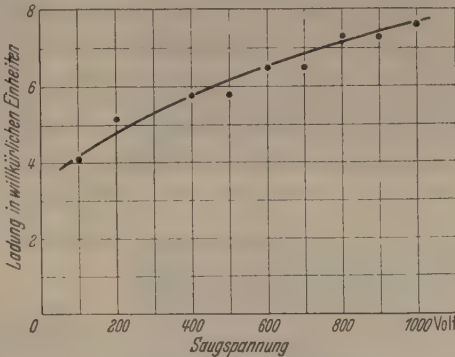


Abb. 11. Sättigungskurve einer Ionisationskammer (5×10 cm) für einen Röntgenblitz (50 kV, 0,01 μF)

der Röntgentechnik üblichen Leuchtschirme (Zinksilikat, Kadmiumzinksulfid) besitzen jedoch eine zu lange Nachleuchtdauer und erst die für Szintillationszähler entwickelten organischen Leuchtstoffe lassen dieses Verfahren aussichtsreich erscheinen. Die folgenden Versuche wurden mit einem Anthrazen-Kristall als Leuchtsubstanz durchgeföhrt [25]. Obgleich Anthrazen noch nicht die kürzeste bis jetzt bekannte Nachleuchtdauer hat — sie liegt bei etwa 10^{-8} sec — reicht dies für Messungen an Röntgenblitzen völlig aus. Der Aufbau einer Apparatur zur Untersuchung von Röntgenblitzen entspricht fast ganz dem eines Szintillationszählers, wie er zur Zählung von Gamma-Strahlung benutzt wird (Abb. 13). Der vom Vervielfacher und dem Vorverstärker kommende Impuls wird mit einer Verzögerungskette so verzögert, daß er erst dann zum Oszillographen gelangt, wenn dessen Zeitlinie, die vom gleichen Impuls ohne Verzögerung ausgelöst wurde, schon angelaufen ist. Damit erübrigt sich die in Abb. 8 angegebene Synchronisierung zwischen Röntgenblitz und Zeitkreis des Oszillographen. Die Bandbreite der Verstärker war etwa 10 MHz entsprechend einem Impulsanstieg von $4 \cdot 10^{-8}\text{ sec}$. Dies reicht für die beim Röntgenblitz vorkommenden Impulse weitgehend aus.

Der Anthrazen-Leuchtschirm hatte in der Durchstrahlungsrichtung eine Dicke von 2 mm. Bei der ge-

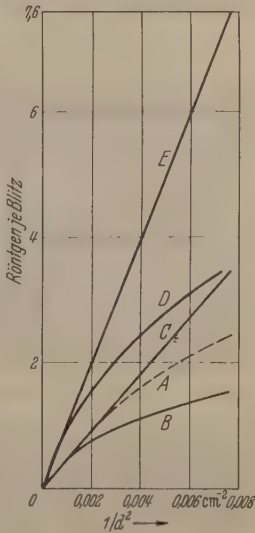


Abb. 12. Prüfung von Dosimetern bei Messung von Röntgenblitzen (nach KINGDON und TANIS) mit Hilfe des Abstandsgesetzes. Betriebsspannung 105 kV. Kurve A mit $C = 0,025\text{ }\mu\text{F}$ und kleinem Dosimeter, Kurve B dasselbe mit großem Dosimeter. Kurve C mit Coolidge-Rohr, über das zum Vergleich die gleiche Ladung in sehr langen Zeiten entladen wurde. Kurve D = Röntgenblitz mit $C = 0,05\text{ }\mu\text{F}$ und kleinem Dosimeter, Kurve E dieselbe Ladung über das Coolidge-Rohr.

ringen Dichte des Materials wurde nur ein kleiner Teil der auffallenden Strahlung darin absorbiert. Daraus ergibt sich eine Bevorzugung der gegen Ende eines Röntgenblitzes auftretenden weicheeren Strahlung. Andererseits werden gerade die weichsten Strahlenteile schon beim Austritt aus dem Röntgenrohr in dessen Fenster absorbiert. Durch Kontrollmessungen mit bekannten Absorberdicken wurde versucht, den Einfluß dieser Faktoren abzuschätzen.

Da sehr wesentliche Aufschlüsse über das Verhalten der Röntgenblitzentladung zu erwarten sind, wenn man ihre Abhängigkeit vom statischen Druck im Entladungsraum kennt, wurde diesem Punkt besondere Aufmerksamkeit geschenkt. Zu diesem Zweck wurde ein Röntgenrohr aus Glas mit eingeschmolzenen Elektroden benutzt, das ausgeheizt und je nach Bedarf auch von der Pumpe abgezogen werden konnte. Die Anode bestand aus einem Wolfram-Kegel. An der Austritts-

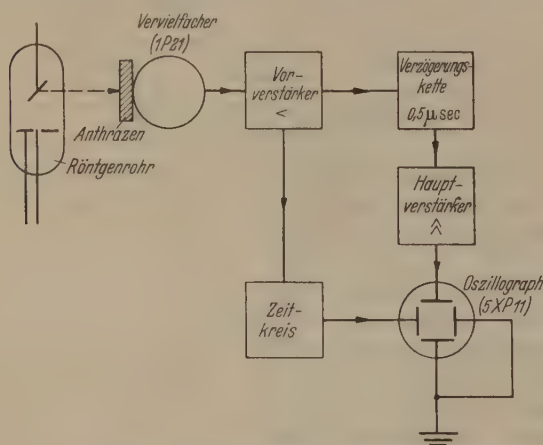


Abb. 13. Messung von Röntgenblitzen mit Szintillationszähler.

stelle der Röntgenstrahlung war die Glasdicke auf etwa 0,5 mm herabgesetzt worden. Die Druckmessung erfolgte mit Hilfe eines Ionisationsmanometers. Befand sich dieses an einem abgeschlossenen Rohr, so konnte festgestellt werden, daß bei jedem Blitz ein Druckanstieg bestimmter Größe auftrat. Aus dem Verhältnis von Gesamtvolumen des Rohres einschließlich der Zuleitungen zum eigentlichen Entladungsraum konnte dann eine Abschätzung über den Druckanstieg im Verlauf eines Blitzes zwischen den Elektroden durchgeführt werden. Selbst bei gut ausgeheizten Rohren und nach Durchgang von vielen hundert Blitzentladungen ergab sich immer noch ein momentaner Druck von etwa 10^{-3} Torr in der nächsten Umgebung der Anode. Da der Druckanstieg im gesamten Rohr von etwa $2 \cdot 10^{-6}$ Torr im Endzustand auch nach einem Blitz konstant blieb, konnte es sich nur um nicht kondensierbare Gase, vor allem also nicht um Metaldämpfe handeln. Natürlich treten auch je nach der Stromdichte mehr oder weniger ausgeprägte Metaldampfwolken vor der Anode auf, was ja schon daran zu erkennen ist, daß sich die Glaswand eines Rohres bei längerem Betrieb mit einem Metallniederschlag bedeckt. Beides, sowohl Gas- wie Dampfwolken, werden ihren Anteil zum Aufbau der Entladung liefern.

Bei abgeschmolzenen Glasrohren wird wahrscheinlich die Lebensdauer durch die hier beobachteten Gasausbrüche begrenzt, denen allerdings in der Praxis Getterungs-Effekte an den Wänden und Elektroden entgegenwirken.

Infolge der Empfindlichkeit der Meßeinrichtungen sind eine Reihe von elektrischen und optischen Kontrollmessungen ausgeschlossen wurden. Die Absorption der Röntgenstrahlung durch eine 2 mm dicke Bleiplatte vor dem Leuchtschirm unterdrückt jeden Impuls. Dabei die Zeitlinie, abweichend von dem Schema der Anode, direkt durch den Zündimpuls ausgelöst. Damit ist zu erwarten, daß elektrische Störungen keinen Einfluß haben. Die direkte Bestrahlung des Vervielfacher-Leuchtschirms liefert ebenfalls Impulse. Diese sind wesentlich kleiner als die Leuchtschirmimpulse, aber aber wahrscheinlich eine andere Wellenlängengängigkeit. Um sie auszuschließen, wird der Vervielfacher mit Blei abgeschirmt und nur eine definierte Öffnung für den Leuchtschirm freigelassen. Diese Öffnung außerdem mit schwarzem Papier lichtdicht abgedeckt. Dies ist nötig, da bei Glasrohren auch das Licht der Entladung auf den sehr empfindlichen Photodiode wirken könnte. Eine 10 mm dicke Glasscheibe im Strahlengang läßt keine Impulse durch. Da die Röntgenstrahlung dabei absorbiert wird, während die Lichtstrahlung ungehindert durchdringen kann, somit auch die Störung durch Licht nicht vorhanden ist.

Die auf diese Weise erhaltenen Röntgenblitzkammern zeigen selbst unter gleichen äußeren Versuchsbedingungen eine große Zahl verschiedener Formen. Abb. 13 enthält eine Auswahl von Aufnahmen unter verschiedenen Versuchsbedingungen. Charakteristisch für sämtliche Oszillogrammen der langsame Anstieg der steile Abfall der Intensität. Die Dauer des Blitzes zeigt in einem Druckbereich von 2 Größenordnungen keine systematischen Änderungen. Von $2 \cdot 10^{-6}$ bis $3 \cdot 10^{-4}$ Torr (Abb. 14a, b, c) ist die Blitzdauer einige 10^{-6} sec. Erst bei noch höheren Drücken (Abb. 14d bei $5 \cdot 10^{-4}$ Torr) nimmt die Dauer merklich zu und erreicht in einigen Fällen Werte bis herab $5 \cdot 10^{-7}$ sec. Dieses Gebiet ist jedoch sehr eng, da gleichzeitig mit dem Kürzerwerden der Blitze ihre Intensität abnimmt. Es bildet sich dabei — schon besprochen — eine so stromstarke Gasentladung aus, daß der Spannungsabfall an den Induktivitäten des Entladungskreises zu groß wird.

Sehr selten zeigt die Intensität einen so glatten Verlauf wie in Abb. 14a. Fast immer treten viele unregelmäßige Zacken auf (Abb. 14b, c, e). Ihre Häufigkeit nimmt offensichtlich zu mit besser werdendem Vakuum und mit der Zahl der Entladungen, die schon an dem Rohr gegangen sind, d. h. also vermutlich mit zunehmender Entgasung der Elektroden und speziell der Anode. Bei einem Vergleich der Oszillogramme der Röntgenstrahlung und Stromverlauf (Abb. 10) findet man eine weitgehende Ähnlichkeit. In beiden Fällen treten ausgeprägte Zacken während der Entladung auf, die ihre Ursache wahrscheinlich in lokalen Verschiedenheiten der Oberflächenstruktur der Anode haben. Bei höherem Druck werden die Blitze gleichmäßiger und entsprechen mehr dem Verlauf in der Abb. 14d. Vergleiche zwischen Anoden aus Wolfram und aus Kupfer ergaben keine auffälligen Unterschiede in der Ausbildung von Zacken. Es man die Entladungsenergie, so gewinnt man den Eindruck, daß dabei die Unregelmäßigkeiten abnehmen wie an dem Beispiel der Abb. 14f zu sehen ist, die bei einer Spannung von 70 kV gegenüber 40 kV bei anderen Oszillogrammen aufgenommen wurde.

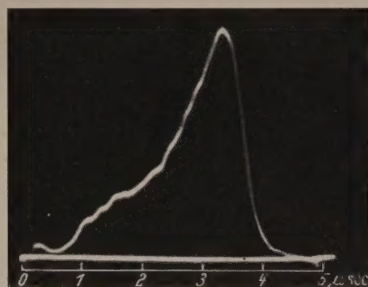
rschiedentlich wurde angenommen, daß die Zeit-
eines Röntgenblitzes sehr stark von der Filter-
Strahlung abhängen würde. Aus einer Reihe
ufnahmen mit Absorptionsdicken bis zu 1,5 mm
(s. Abb. 14 e und f) geht
, daß dadurch keine auf-
e Verkürzung der effek-
Blitzdauer erreicht wer-
nnte. Dies leuchtet nach
e bisherigen Darlegungen
ein, da ja die weichen
e der Strahlung, die be-
t absorbiert werden, sich
n relativ sehr kurzen
des Blitzes zusammen-
en und keinen überwie-
n Teil der Gesamtdauer
ehen.

e obigen Versuche waren
it verhältnismäßig klei-
ntladungsenergien aus-
t worden. Geht man zu
ohen Energien und ins-
lere sehr hohen Span-
n über, so kommt es ge-
ich vor, daß die Ent-
g einen stark oszillato-
n Charakter annimmt.
treten dann auch in den
en Halbwellen nachein-
noch so hohe Spannun-
n Rohr auf, daß es zur
ung kräftiger Röntgen-
ng kommt. In diesem
olgen als dem Hauptblitz
er mehrere schwächere
na der Röntgenstrah-
was natürlich die Ver-
arkeit des Blitzes für
eitaufnahmen sehr ein-
ekt [26, 27].

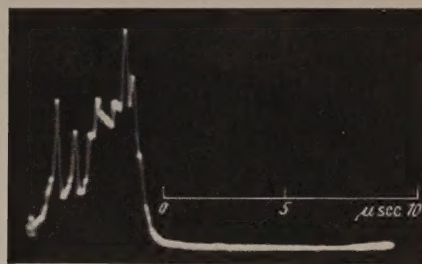
r Hochvakuumdurch-
und insbesondere der
ell anschließende Licht-
sind von einer Licht-
on begleitet. Obgleich
cheinlich ihr Studium
liche Aufschlüsse über
rgänge insbesondere an
anode liefern könnte,
bis jetzt darüber noch
e Messungen vor [5, 28].
zusammenhang mit den
Aufnahmen der Rönt-
ahlung wurde der Licht-
f ohne spektrale Zer-
mit der gleichen Anord-
aufgenommen, wobei le-
n der Leuchtschirm fort-
en wurde und das Licht

enen Spalt direkt auf die Photokathode des
lfachers fiel. Abb. 14 g und h zeigen die Licht-
a bei zwei sehr verschiedenen Drücken. Die
der Lichtblitze unterscheidet sich nicht sehr
über der von Röntgenblitzen. Ein Unterschied
t jedoch im Gegensatz zum Röntgenblitz darin,

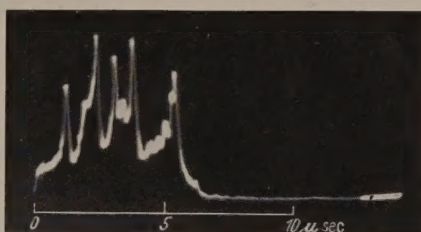
daß der Anstieg beim Lichtblitz steil und der Abfall
flach ist. Beide Aufnahmen zeigen keine Oszillationen,
es ist also hier nicht zur Ausbildung eines Wechsel-
stromlichtbogens gekommen. Die in der Röntgen-



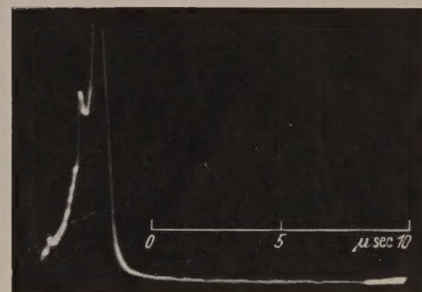
a



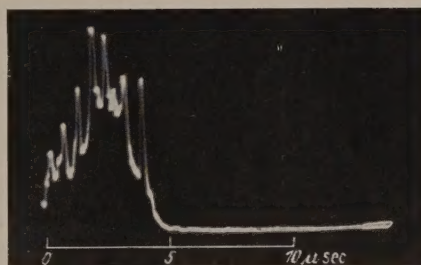
b



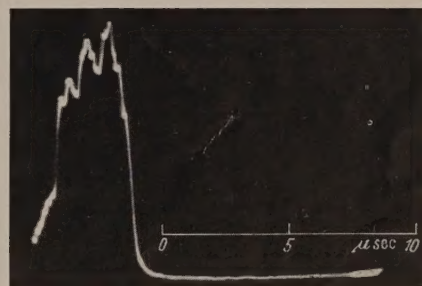
c



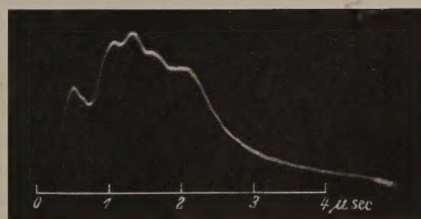
d



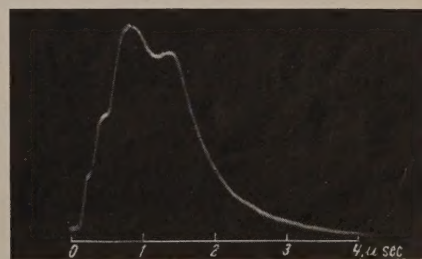
e



f



g



h

Abb. 14. Oszillographische Registrierung der Röntgenstrahlung (a — f) und der Lichtstrahlung (g, h).

Entladungsenergie für a — e: $U_0 = 40 \text{ kV}$, $C = 10\,000 \text{ pF}$;
für f: $U_0 = 70 \text{ kV}$, $C = 10\,000 \text{ pF}$.

Druck a: $p = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$,
b: $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$,
c: $p = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$,
d: $p = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$,
e: $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$ und zusätzliche Absorption durch 1 mm Dural,
f: $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$ und zusätzliche Absorption durch 1,5 mm Dural;
g: Lichtkurve bei $p = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$,
h: Lichtkurve bei $p = 1 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$.

strahlung sichtbare starke Zackenbildung tritt beim
Licht weitgehend zurück. Dies, ebenso wie der lang-
same Abfall der Lichtkurve, dürfte seine Ursache in
der thermischen Trägheit des leuchtenden Plasmas
haben. Das Licht einer Entladung ist meistens sehr
schwach. Um eine spektrophotographische Aufnahme zu

erhalten, waren mehrere hundert Blitze nötig. Aus diesen Gründen wurde auf eine zeitliche und spektrale Zerlegung der Lichtenmission verzichtet.

4. Photographische Bestimmung der Röntgenblitzdauer.

In mehreren Arbeiten wurde die Röntgenblitzdauer photographisch bestimmt, wobei sich gelegentlich Werte ergaben, die $5 \cdot 10^{-7}$ sec und noch wesentlich weniger betrugen [4, 15, 29]. Eine Klärung dieser Fragen ergaben oszillographische und photographische Messungen der Röntgenblitzdauer mit den gleichen Röntgenblitzrohren [25]. Bei dem photographischen Verfahren fiel die Röntgenstrahlung durch einen Spalt von 0,06 mm Breite auf einen dicht dahinter mit 80 m/sec umlaufenden Film. Der Abstand Anode-Spalt betrug 250 mm, der Abstand Film-Spalt 1 mm. Bei einem Brennfleck-Durchmesser auf der Anode von 5 mm ergibt dies auf dem ruhenden Film eine geome-

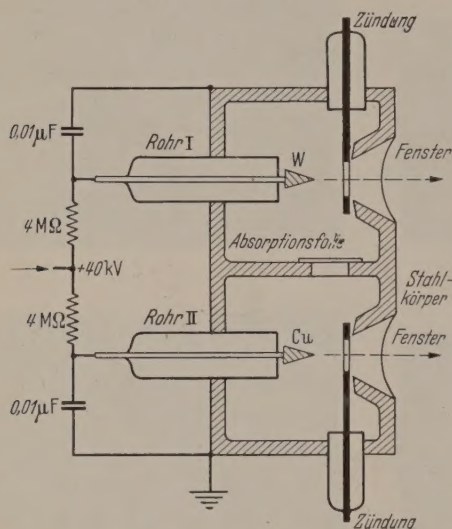


Abb. 15. Doppel-Blitzrohr (nach G. THOMER) zum Studium des Übergreifens einer Entladung von Rohr I zum Rohr II.

trisch bedingte Unschärfe von 0,02 mm. Entsprechend der Filmgeschwindigkeit von 80 m/sec beträgt also die Genauigkeitsgrenze der Zeitmessung $0,25 \cdot 10^{-6}$ sec. Durch die Korngröße des Films wird diese Grenze auf etwa $0,5 \cdot 10^{-6}$ sec heraufgesetzt.

Zur Untersuchung gelangten zwei Rohre, die schon vorher für die oszillographische Methode benutzt worden waren. Es handelte sich einmal um ein abgeschmolzenes Glasrohr mit sehr gutem Vakuum und das andere Mal um ein Metallrohr mit einem Druck von etwa $4-5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Die erhaltenen Aufnahmen wurden mit einem Registrierphotometer ausgewertet. Das Glasrohr ergab Registrierkurven, die in Form und Dauer in befriedigender Übereinstimmung mit den entsprechenden Oszillogrammen waren. Die Blitzdauer war meistens etwa $2-3 \cdot 10^{-6}$ sec. Auch zeigten die Registrierkurven den bei Oszillogrammen gefundenen langsamen Anstieg und schnellen Abfall. Im Gegensatz dazu war bei dem Metallrohr die Blitzdauer so kurz, daß sie mit der vorliegenden Auflösung nicht sicher angegeben werden konnte. Sie liegt unterhalb $5 \cdot 10^{-7}$ sec. Zur Erklärung wird man annehmen müssen, daß im zweiten Falle infolge des hohen Druckes bereits das Grenzgebiet zwischen reinem Hochvakuumdurchschlag und Gasentladung vorliegt. Auch bei der oszillographischen Methode hat sich ja in diesem Fall

eine merkliche Abkürzung der Blitzdauer ergeben. Eine weitergehende Übereinstimmung ist bei der Verschiedenheit von photographischer und oszillographischer Methode wohl kaum zu erwarten.

Es ist die Vermutung ausgesprochen worden, daß durch eine Filterung der Strahlung infolge der weichen Anteile eine wesentliche Abkürzung der Röntgenblitzdauer erreicht werden kann. Die photographischen Untersuchungen des vorigen Kapitels lieferten den Nachweis, daß dies unter den vorliegenden Bedingungen nicht der Fall ist. Faßt man die Ergebnisse der oszillographischen und photographischen Methoden zusammen, so gelangt man zu dem Schluss, daß eine wesentliche Abkürzung der Blitzdauer bei relativ hohem Druck, d. h. also im Übergangsbereich zur Gasentladung möglich ist. Ob die bei hohen Spannungen mehr ins Gewicht fallende charakteristische Strahlung bei einer Filterung der Gasentladung zu einer Abkürzung der effektiven Blitzdauer führt, ist bei den beschriebenen Versuchen geprüft worden.

5. Das Durchzünden von Entladungen im Doppelblitzrohr.

Wir haben bis jetzt immer angenommen, daß Photoeffekte in einer Hochvakuumentladung eine wesentliche Rolle spielen. Dementsprechend vernachlässigten wir auch in Gl. (2) die Faktoren c und d . Nach dieser Annahme kommt man auf Grund der folgenden Versuche. Betrachten wir zunächst einen Fall, bei dem sicher eine photoionisierende Strahlung auftritt, nämlich das Geiger-Müller-Zählrohr. Bei einer Füllung mit reinen Edelgasen ohne Zusatz von Dämpfen zeigt sich, daß die Ausbreitung der Entladung über das ganze Zählvolumen durch eine Strahlung erfolgt, sowohl im Gas als auch an den Elektroden. Photonen auslösen. Man setzt zwei Zählrohre im gleichen Gasraum hintereinander. Wenn nun ein Zählrohr entladet, so ist eine Ausbreitung der Entladung durch das zweite festzustellen, daß im gleichen Augenblick auch das andere Zählrohr anspricht. Durch Absorber zwischen den beiden Zählrohren kann man nachweisen, daß die Ausbreitung durch eine Strahlung bewirkt wird. Die Wellenlänge in der Gegend von 1000 Å liegt im Bereich des Röntgenlichts. Der Grundgedanke dieser Methode läßt sich auch auf die Untersuchung der Röntgenblitzentladung übertragen. Es wurde ein Doppelblitzrohr benutzt, bei dem die Elektroden in gleichen Vakuumraum gebracht waren [30]. Die Einzelheiten sind aus der Abbildung zu ersehen. In einem geerdeten Stahlgehäuse befindet sich oben das Röntgenrohr I und unten das Rohr II. Die beiden Systeme sind entweder völlig frei nebeneinander verbunden oder können durch verschiedene große Diaphragmen, durch Absorptionsfolien oder durch Drahtgitter mehr oder weniger gegeneinander abgeschirmt werden. Der Aufbau der Elektroden entsprach dem Siemens-Röntgenblitzrohr. Die Anoden waren spitze Kegel, im oberen System aus Wolfram, im unteren aus Kupfer. Das Anodenmaterial war verschieden gewählt worden, weil sich bei verschiedenen großen Röntgenblitzen ergab, daß die Wolframanode lieferte infolge der höheren Ordnungszahl größere Impulse. Die Röntgenstrahlung fiel auf den gleichen Anthrazenkristall als Empfänger. Infolge der Verschiedenheit der Ionen konnte leicht festgestellt werden, ob und in w

folge die beiden Rohre gezündet hatten. Die Leuchte bildete in beiden Fällen direkt das Gehäuse. Das Rohr konnte für sich in der üblichen Weise verwendet werden und war mit einem eigenen Entladungskondensator verbunden.

Man geht nun so vor, daß etwa Rohr 1 gezündet wird, während bei Rohr 2 die Zündelektrode an Masse ist, um Induktionseffekte zu vermeiden. Die photographische Aufnahme der Röntgenstrahlung kann, ob Rohr 2 mitgezündet hat und wenn ja, in welchem zeitlichen Abstand nach dem ersten Rohr. In einer Reihe von Versuchen mit verschiedenen Abständen ergab sich zunächst, daß eine Übertragung der Zündung auf elektromagnetischem Wege im Rohr selbst noch über den äußeren Kreis auftrat. Da bei offener Verbindung zwischen 1 und 2 in dem Falle ein Durchzünden der Entladung auftrat, konnte dies also nur entweder durch Strahlung, Elektronen oder durch positive Ionen bewirkt sein, die während der Entladung in 1 gebildet wurden und beim Übertritt nach 2 dort die Zündung verursachen. Grundsätzlich war der Prozentsatz an Zündungen höher, wenn mit höherer Spannung, d. h. größerem Entladestrom gearbeitet wurde. In allen Fällen erfolgte ein Durchzünden bei voller Öffnung und bei Abdeckung des Diaphragmas mit einem Gitter bis herab zu 0,1 mm Maschenweite. Ein solches Durchzünden trat auf, wenn keine optische Abschirmung zwischen 1 und 2 gegeben war, indem z. B. über die Öffnung des Diaphragmas mit einem Abstand von einigen Millimetern eine Messingplatte mit einem Lochmesser größer als die Öffnung des Diaphragmas angebracht wurde. Das Durchzünden wurde völlig unterdrückt durch Absorptionsfolien von sehr kleiner Dicke, z. B. durch Aluminiumfolien von 0,05 mm Dicke und durch Zellulosefolien von 800 Å Dicke.

Dieser Befund schließt zunächst die Mitwirkung von Elektronen an der Durchzündung aus. Auch eine Röntgenstrahlung mit sehr weichen Anteilen und ultraviolettes Licht bis etwa 1000 Å scheiden aus. Es liegt also noch das Übergangsgebiet zwischen 100 Å und 1000 Å. Dort sind Absorptionskurven an Zellulose durchgeführt worden [31, 32], die es wahrscheinlich machen, daß bei einer Foliendicke von 800 Å — wie sie in den Messungen verwendet wurde — eine zur Zündung ausreichende Strahlungsmenge durchgelassen wird, falls sie vorhanden wäre. Da keine Durchzündung erfolgte, wird man also annehmen, daß eine Röntgenstrahlung in der Entladung nicht in merklichem Maße auftritt. Unter diesen Umständen bleibt also der Schluß, daß die Durchzündung von positiven Ionen verursacht wird. Dies ist schon deshalb sehr wahrscheinlich, weil der Sekundäremissionskoeffizient für positive Ionen weitaus am höchsten, nämlich als 1 ist (Abb. 4).

Es folgt in den oben genannten Fällen eine Durchzündung, so stellt man eine beträchtliche Verzögerung zwischen dem Blitzes gegenüber dem ersten fest. Je nachdem, ob man die Durchzündung durch die geschlossenen Maßnahmen mehr oder weniger behindert, d. h. mehr oder weniger positive Ionen in den zweiten Entladungsraum durchtreten läßt, ist diese Verzögerung größer oder kleiner. Bei den Versuchen wurden Zeiten zwischen 10^{-6} und 10^{-5} sec gefunden. Dies stimmt mit der Zündverzögerung überein, wie sie früher bei Zündung eines Rohres durch Feldemission

gefunden wurde. Aus dieser Aufbauzeit der Entladung hatten wir damals den Vermehrungsfaktor x bestimmt. Die dabei durchgeführte Vernachlässigung der Sekundäremissions-Koeffizienten c und d für photoionisierende Strahlung findet nun in den eben besprochenen Versuchen ihre Berechtigung.

6. Thermische Vorgänge an der Anode.

Aus den seitherigen Darlegungen ergab sich die Wichtigkeit der Vorgänge an der Anode für den Aufbau einer Hochvakuumentladung. Es war angenommen worden, daß die infolge Erhitzung der Anode entstandenen Gas- und Dampfausbrüche einestheils zum Anwachsen der Entladung nötig sind, andererseits jedoch bei zu starkem Auftreten den Strom so stark anschwellen lassen, daß die Spannung am Rohr zusammenbricht und die Röntgenintensität abnimmt. Über den Ablauf der thermischen Prozesse auf der Anode ist bis heute noch wenig bekannt. Man weiß, daß bei einigermaßen kräftigen Entladungen praktisch die ganze Anodenoberfläche erfaßt wird und die Oberfläche durch Verdampfung allmählich abgetragen wird. Dabei bildet sich eine große Zahl von Kratern, die darauf hinweisen, daß der Ansatzpunkt der Entladung nicht gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt ist, sondern sprungweise von Punkt zu Punkt wandert und je nach der Ladungsmenge, die zur Verfügung steht, einen mehr oder weniger großen Teil der Oberfläche während eines Blitzes überstreicht. Die Art der Verdampfung scheint dabei noch vom Elektrodenmaterial und seiner Struktur abzuhängen. So findet z. B. SCHAAFFS [28] bei Wolfram, daß viele diskrete leuchtende Teilchen von der Anode weggeschleudert werden. Bei Kupfer scheint dagegen eine relativ gleichmäßige Verdampfung aufzutreten. Weiter oben hatten wir das Auftreten von Zacken und Spitzen im Stromverlauf und bei der Röntgenstrahlung den Unregelmäßigkeiten des Verdampfungsprozesses zugeschrieben.

Die Anodenverdampfung setzt der Steigerung der Röntgenintensität durch Erhöhung der Entladungsenergie eine Grenze. Nicht nur steigt ja die Stromstärke unzulässig hoch an, es wird auch durch Kraterbildung auf der Anode und Metallbeschläge an der Rohrwand eine mit zunehmender Blitzzahl stärkere Behinderung des Austritts der Röntgenstrahlung aus dem Rohr auftreten. Eine Kühlung der Anode, wie sie bei kontinuierlich betriebenen Rohren üblich ist, versagt während der kurzen Dauer eines Röntgenblitzes vollkommen und könnte höchstens bei periodisch erzeugten Blitzes eine Steigerung der Frequenz gestatten. Auch eine Drehanode ist natürlich wirkungslos, und der durch Strahlung abgeführte Anteil der Wärme ist ebenfalls zu vernachlässigen. Einen Vorteil bietet die Verwendung von Quecksilber als Anode, da hierbei wenigstens bleibende Veränderungen der Anodenoberfläche vermieden werden. Diese Idee wurde von STEENBECK zum Bau eines Röntgenblitzrohres benutzt.

Zusammenfassung.

Experimentelle Untersuchungen der Röntgenblitzentladung ergaben, zusammen mit den bereits vorliegenden Kenntnissen über den Hochvakuumdurchschlag, ein in großen Zügen klares Bild dieser Entladungsform. Besonders aufschlußreich waren Messungen des zeitlichen Verlaufes von Strom, Spannung und Röntgenstrahlung während eines Blitzes in Ab-

hängigkeit vom Druck. Danach ist der Aufbau einer stromstarken Röntgenblitzentladung unterhalb 10^{-4} Torr unabhängig vom Gasdruck und wird durch thermische Vorgänge an der Anode bestimmt. Die Blitzdauer ist in diesem Falle rund 10^{-6} sec oder größer. Zu höheren Drücken hin wirkt sich die Gasfüllung mehr und mehr aus, während die Anodenprozesse zurücktreten, bis es schließlich zu einer reinen Gasentladung kommt. Dieses Gebiet ist jedoch sehr eng begrenzt, da die dort stark anwachsenden Entladungsströme zum Zusammenbruch der Spannung am Rohr und damit zum Absinken der Röntgenstrahlen führen. Die Blitzdauer kann dabei sehr kurz werden, bei den vorliegenden Messungen wurden Zeiten von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ sec gefunden.

Aus diesen Ergebnissen lassen sich Schlüsse über die günstigsten Arbeitsbedingungen von Röntgenblitzrohren und über ihren Aufbau ziehen.

[1] STEENBECK, M.: Naturw. 26, 476 (1938). — Wiss. Veröff. Siemens Werke 17, 44 (1938). — [2] KINGDON, K. H., u. H. E. TANIS: Phys. Rev. 53, 128 (1938). — [3] SLACK, M. u. L. F. EHRKE: Journ. appl. Phys. 12, 112 (1941). — [4] SCHAAFFS, W., u. F. TRENDLENBURG: Z. Naturforsch. 3a, 656 (1948). — [5] FÜNFER, E.: Z. angew. Phys. 2, 25 (1950). — [6] SLACK, CH. M., L. F. EHRKE, C. T. ZAVALLES u. P. C. DICKSON: Journ. Motion Pict. En. 52, 65 (1949). — [7] SCHAR DIN, H. u. E. FÜNFER: Z. angew. Phys. 4, 185, 224 (1952). — [8] SCHAR DIN, H.: Phys. Blätter 11, 487 (1951). — [9] FÜNFER, E. u. R. SCHALL: Phys. Blätter 7, 305 (1952). — [10]

SCHALL, R.: Z. angew. Phys. 2, 252 (1950). — [11] SCHALL u. G. THOMER: Z. angew. Phys. 3, 41 (1951). — [12] SCHALL, R.: Z. angew. Phys. 4, 291 (1952). — [13] DEWEY, J. N., BREIDEN jr., u. J. W. GEHRING: Phys. Rev. 87, 909 (1942). — [14] OOSTERKAMPF, W. J.: Philips techn. Rdsch. 5, H. 1 (1942). — [15] SCHAAFFS, W.: Z. angew. Phys. 1, 462 (1949). — [16] CH. M. u. D. C. DICKSON: Proc. I. R. E. 35, 600 (1947). — [17] FITZPATRICK, J. A., J. C. HUBBARD u. W. J. T. Journ. appl. Phys. 21, 1269 (1950). — [18] SCHOTTKE: Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 12, 205 (1915). — [19] F. R. H. u. NORDHEIM: Proc. Roy. Soc. A. 119, 173 u. A. (1928). — [20] TRUMP, J. G. u. R. J. VAN DE GRAAFF: Journ. appl. Phys. 18, 327 (1947). — [21] VAN ATTA, VAN DE GRAAFF u. BARTON: Phys. Rev. 43, 158 (1933). — [22] ENGEL, A. M. STEENBECK: Elektrische Gasentladungen, Springer, 1932. — [23] RAETHER, H.: Erg. d. ex. Naturw. 22, 73 (1932). — [24] BELLASCHI, P. L., u. W. G. ROMAN: Electr. J. (1934). — [25] Nach nicht veröffentlichten Arbeiten, gemeinsam mit G. THOMER. — [26] CLARK, J. C.: Phys. Rev. 741 (1947). — [27] BREIDENBACH, H. J.: Rev. Sci. Instr. 20, 899 (1949). — [28] SCHAAFFS, W. u. K. H. HERMANN: Verhandl. 3, 176 (1952). — [29] SCHAAFFS, W.: Z. Naturf. 4a, 463 (1949). — [30] THOMER, G.: Phys. Verhandl. (1952). — [31] HOLWECK, F.: De la lumière aux rayons X, Paris 1927. — [32] O'BRYAN, H. M.: Phys. Rev. 40, 123 (1933). — [33] SCHALL, R.: Z. angew. Phys. 2, 44, 952 (1950). — [34] SCHAAFFS, W.: Z. f. Naturf. 5a, 631 (1950). — [35] DYKE, W. P. u. J. K. TROLAN: Phys. Rev. 89, 4 (1942). — [36] FILOSOPI, J. u. A. ROSTAGNI: Phys. Rev. 75, 1269 (1948). — [37] WEBSTER, E. W., R. J. VAN DE GRAAFF u. TRUMP: J. appl. Phys. 23, 264 (1952). — [38] MCKIBBIN, J. u. K. BOYER: Phys. Rev. 82, 315 (1951). — [39] CRANBECK, J.: J. appl. Phys. 23, 518 (1952).

Dr. EWALD FÜNFER, Laboratorium für Technische Physik d. T. H. München.

Buchbesprechungen.

Feldtkeller, R.: Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik. 6. Auflage. Stuttgart: S. Hirzel Verlag 1953. XI, 186 S. u. 120 Abb. DM 15,—.

Die Vierpoltheorie FELDTKELLERS ist in der 6. Auflage erschienen. Das allein spricht schon für die Bedeutung und Beliebtheit dieser grundlegenden Einführung in dieses für den Nachrichten- und Hochfrequenztechniker so wichtige Gebiet. Gegenüber den ersten Auflagen ist diese wesentlich erweitert. Die Matrizenrechnung ist sehr eingehend behandelt und führt auch in die Anwendung der Diagonalmatrizen zur Berechnung von Potenzen von Matrizen ein, die in ähnlicher Weise wie Potenzen komplexer Zahlen nach dem MOIRRESchen Satz berechnet werden. Der Höchsthochfrequenztechniker wird besonders den Abschnitt über verlustfreie Vierpole mit ihren speziellen Matrizen begrüßen als Grundlage für die neueste Theorie der Höchsthochfrequenzvierpole und Siebschaltungen. Im Anhang finden sich Funktionstabellen und ein ausführliches Schrifttumsverzeichnis. Da unter Benützung der Vierpoltheorie mit ihrer Matrizenrechnung die Übertragungseigenschaften der Leitungen, der Verstärker, der Siebschaltungen und neuerdings auch die Theorie der akustischen und der Zeitschriftenliteratur behandelt werden, ist die Kenntnis und Handhabung der Vierpoltheorie für jeden Nachrichten- und Hochfrequenztechniker unerlässlich. Die Einführung FELDTKELLERS geht über den Rahmen eines Lehrbuchabschnittes wesentlich hinaus und ist nicht nur für den, der sich in das Gebiet einarbeiten will, ein sehr notwendiges Arbeitsmittel, sondern auch für den Kenner ein unentbehrliches Handbuch, das in keinem Laboratorium fehlen sollte.

Die übersichtliche Darstellung und die zahlreichen Beispiele ermöglichen ein rasches Einarbeiten in die Theorie.

E. LUTZ

Marshak, R. E.: Meson Physics. (International Series of Pure and Applied Physics, G. P. Harnwell, Editor.) New York-Toronto-London: McGraw-Hill Book Company 1952. 377 S. u. zahlreiche Abb. \$ 7,50.

Der Schwerpunkt des Fortschritts in der Kernphysik heute zweifellos bei den Arbeiten mit sehr hohen Energien, da wiederum sind die Mesonen ein Hauptthema. Die mehreren Beschleuniger für mehr als 200 MeV gibt, ist die der experimentellen Arbeiten auf diesem Gebiet stark gestiegen und ihre Resultate sind schwer zu übersehen. Das gilt für die theoretische Deutung, die sich an den Experimenten ständig revidiert und verbessert. MARSHAK, der selbst Theoretiker an diesen Arbeiten Anteil hat, hat es in diesem Buch unternommen, das bisher Erreichte zusammen darzustellen. Das ist ihm ganz ausgezeichnet gelungen, alle, die sich mit diesem Gebiet ernsthaft beschäftigen, sein Buch unentbehrlich sein, wenn auch vieles darin durch neue Arbeiten ergänzt und überholt sein wird. In die am Anfang einer Entwicklung geschriebenen werden, einen Reiz der Aktualität, der dem Autor und damit auch dem Leser die Probleme viel lebendiger und damit deutlicher als das später auf dem gepflegten Felde der Erkenntnis. Zum Verständnis des Buches wird „ein Kursus in Quantenmechanik und die Kenntnis etwa von HEISENBERG Theorie der Strahlung und von WENTZELS Quantentheorie der Wellenfelder“ vorausgesetzt. H. MATER-LUTZ